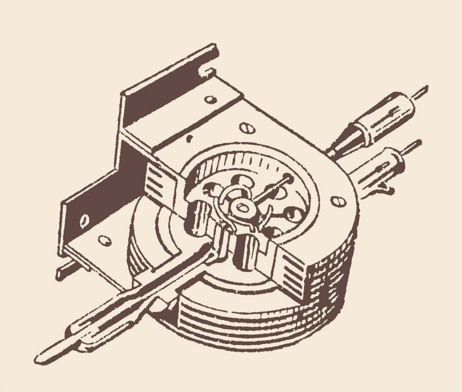
МАССОВАЯ РАДИО-БИБЛИОТЕКА

И. П. ЖЕРЕБЦОВ

ВВЕДЕНИЕ В РАДИОТЕХНИКУ ДЕЦИМЕТРОВЫХ И САНТИМЕТРОВЫХ ВОЛН



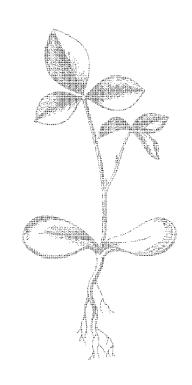
Госэнергоиздат

МАССОВАЯ РАДИОБИБЛИОТЕКА
ПОД ОБЩЕЙ РЕДАКЦИЕЙ АКАДЕМИКА А. И. БЕРГА

Выпуск 185

И. П. ЖЕРЕБЦОВ

ВВЕДЕНИЕ В РАДИОТЕХНИКУ ДЕЦИМЕТРОВЫХ И САНТИМЕТРОВЫХ ВОЛН





ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1953 ЛЕНИНГРАД

В книге рассматриваются в популярном изложении элементы техники дециметровых и сантиметровых волн: линии, волноводы, колебательные системы, электронные приборы и излучающие устройства. Даются также краткие сведения об особенностях распространения этих волн.

Книга рассчитана на читателей, знакомых с основами радиотехники, и должна служить введением к последующему изучению приемной, передающей и измерительной аппаратуры дециметрового и сантиметрового диапазонов.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В решениях XIX съезда КПСС значительное внимание уделяется дальнейшему техническому прогрессу нашей страны и дальнейшему развитию передовой советской науки, которая призвана сыграть важнейшую роль в выполнении пятилетнего плана и в строительстве коммунизма. Усилия ученых должны быть направлены на более быстрое решение научных проблем использования громадных природных ресурсов нашей страны. Должно укрепляться творческое содружество науки с производством, обогащающее науку опытом практики и помогающее практическим работникам быстрее решить стоящие перед ними задачи.

В нашей стране в разрешении проблем народнохозяйственного значения творчески участвуют широкие массы трудящихся. Благодаря заботам партии и правительства радиолюбительство стало у нас массовым движением, приведшим к участию в радиоэкспериментах тысячи энтузиастов, посвящающих свой досуг радиотехнике.

Советские радиолюбители неустанно работают во всех областях техники радио, способствуя ее прогрессу и продвижению радиотехнических методов в народное хозяйство.

С каждым днем увеличивается количество радиолюбителей, работающих в области телевидения и ультракоротких волн, отлично освоивших эти новые отрасли радиотехники, разрабатывающих замечательные конструкции телевизоров, ультракоротковолновых радиостанций и даже телевизионных центров.

В директивах XIX съезда КПСС по пятому пятилетнему плану развития СССР ставятся задачи развития ультракоротковолнового радиовещания и радиорелейной связи, дальнейшего развития телевидения, значительного увеличения сети воздушных линий и аэропортов, оборудованных для круглосуточной работы.

В связи с этим радиолюбители стоят перед новым этапом своей деятельности — освоением техники сверхвысоких частот. Сверхвысокие частоты открывают широкие горизонты для проведения массовых экспериментов и позволят радиолюбителям серьезно ознакомиться с радиолокацией, радионавигацией, многоканальной радиосвязью, радиоастрономией и радиометеорологией.

Настоящая книга ставит своей целью удовлетворить растущий интерес широких кругов радиолюбителей к технике сверхвысоких частот. Излагая элементы техники сверхвысоких частот, автор стремился написать популярную книгу, доступную каждому читателю, знакомому с основами радиотехники. Поэтому при составлении книги главное внимание уделялось объяснению физических явлений, наблюдающихся на сверхвысоких частотах, а математические представления были сокращены до минимума.

Своими достижениями техника сверхвысоких частот в большой степени обязана работам русских и советских ученых. Было бы весьма полезным приобщить к дальнейшему развитию этой техники многочисленный отряд неутомимых экспериментаторов и талантливых конструкторов из числа радиолюбителей. И если данная книга, являющаяся опытом популярного изложения физических основ техники дециметровых и сантиметровых волн, поможет этому, то автор будет считать свою задачу выполненной.

Критические замечания, пожелания и предложения, которые будут приняты автором с большой признательностью, просьба направлять в адрес издательства: Москва, Шлюзовая набережная, 10, Госэнергоиздат, редакции Массовой радиобиблиотеки.

Автор

СОДЕРЖАНИЕ

Глава первая

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Развитие радиотехники в течение значительного периода времени происходило главным образом по пути использования длинных, средних и коротких волн, т. е. волн длиннее 10 *м*. Диапазоны этих волн довольно быстро были «заселены» различными радиостанциями, ведущими передачи для вещания, связи, навигации, службы погоды, службы точного времени и для других целей. Одновременно проводилось изучение ультракоротких волн (УКВ), имеющих длину короче 10 *м*, но широкого практического применения они не имели. Лишь в последние 10—15 лет, а особенно во время Великой Отечественной войны и после нее, благодаря развитию радиолокации, телевидения и импульсной радиосвязи техника ультракоротких волн быстро шагнула вперед и достигла больших успехов.

Волны длиной от 1 до 10 *м* принято называть *метровыми*, от 10 *см* до 1 *м* — дециметровыми, от 1 до 10 *см* — *сантиметровыми* и от 1 *см* до 1 *мм* — *миллиметровыми*.

Частоты, соответствующие дециметровым, сантиметровым и миллиметровым волнам, в настоящей книге объединены под общим названием *сверхвысоких частот* (или, сокращенно, СВЧ). Частоты эти чрезвычайно велики.

Самая «длинная» волна диапазона СВЧ — волна длиной 1 *м* — соответствует частоте в 300 млн. *гц*, т. е. 300 000 *кгц*, или 300 *мггц*. При такой частоте электроны в проводе делают в 1 сек. 300 млн. колебаний!... А так как длина волны обратно пропорциональна частоте, то для более коротких волн частота возрастает до еще больших величин. Например, при длине волны 10 *см* частота будет в 10 раз выше, т. е. 3 000 *мггц*, или 3 млрд. *гц*. В последнее

время для измерения таких высоких частот даже начинают применять новую единицу частоты гигагерц, равную 10^9 *гц*.

Миллиметровые волны впервые были получены знаменитым русским физиком П. Н. Лебедевым.

Еще более короткие радиоволны в доли миллиметра получила в 1922 г. проф. А. А. Глаголева-Аркадьева. Эти волны находятся у самой границы диапазона радиоволн и вплотную примыкают к инфракрасным и тепловым лучам.

Миллиметровые волны не имеют в настоящее время еще широкого практического применения, поэтому в данной книге будут рассмотрены элементы техники, относящиеся только к дециметровым и сантиметровым волнам.

Волны, соответствующие сверхвысоким частотам, имеют ряд особенностей по сравнению с более длинными волнами, причем одни и те же их особенности в некоторых случаях выступают как преимущества, а в других случаях являются недостатками.

Сверхвысокие частоты применяются в многоканальной импульсной радиосвязи, которая позволяет передавать на одной несущей частоте несколько десятков (и более) телефонных разговоров (много каналов). Такой метод модуляции требует передачи весьма широкой полосы частот, что можно осуществить только в диапазоне СВЧ. Этот диапазон пригоден также для телевизионного вещания, передача которого, как известно, тоже требует широкой полосы частот.

Очень широкий диапазон сверхвысоких частот позволяет разместить на нем большое количество радиопередающих станций без взаимных помех. Этому способствует также то обстоятельство, что волны, соответствующие СВЧ, как правило, не распространяются на значительные расстояния и, следовательно, помехи от дальних радиостанций обычно не наблюдаются.

Законы распространения радиоволн соответствующих СВЧ были исследованы и установлены главным образом благодаря работам академиков Б. А. Введенского, В. А. Фока, М. А. Леонтовича и многих других советских ученых.

Распространение этих волн имеет ряд интересных особенностей. Эти волны обладают сравнительно малой способностью к дифракции, т. е. к огибанию препятствий, имеющих значительные размеры, и весьма слабо преломляются в ионосфере. Как правило, они не распространяются на дальние расстояния путем огибания кривизны земной поверхности, как длинные и средние волны, или путем пре-

ломления и отражения в ионосфере подобно коротким волнам. Дециметровые и сантиметровые волны, излучаемые от антенны передатчика под некоторым углом к горизонту, обычно проходят сквозь ионосферу и не возвращаются обратно на землю, распространяясь дальше в межпланетном пространстве. Лишь в некоторых случаях наблюдается искривление пути и возврат на землю этих волн за счет их преломления в нижних слоях атмосферы.

СВЧ поглощаются зданиями, деревьями, холмами, самой землей, а также частицами воды и льда, находящимися в воздухе (дождь, туман, снег, облака).

Практически дециметровые и сантиметровые волны распространяются главным образом в пределах прямой видимости, напоминая тем самым световые лучи. Надежная радиосвязь на этих волнах обычно возможна на расстояниях не более нескольких десятков километров, причем даже для таких расстояний приходится поднимать на значительную высоту приемную и передающую антенны, если на пути волн имеется много мешающих местных предметов. Непригодность СВЧ для дальней радиосвязи в ряде случаев является их достоинством.

Преимуществом СВЧ является то, что при приеме на этих частотах гораздо слабее чувствуются атмосферные помехи.

Дециметровые и сантиметровые волны хорошо отражаются от различных препятствий. Чем меньше длина волны по сравнению с размерами отражающего предмета, тем лучше происходит отражение. Явление отражения сильно влияет на распространение СВЧ, особенно в гористых и холмистых местностях, а также среди городских зданий. Большое влияние местных предметов на распространение следует отнести к недостаткам СВЧ в случае применения этих волн для радиосвязи, радиовещания или телевидения.

Но вместе с тем отражение волн соответствующими СВЧ от специальных рефлекторов или зеркал широко используется для создания направленного излучения волн в виде узкого пучка, подобного лучу прожектора, и для направленного приема волн. Такая направленная радиосвязь дает значительное увеличение дальности действия и позволяет применять передатчики меньшей мощности. Кроме того, она уменьшает взаимные помехи радиостанций.

Применение направленного излучения и последующего отражения волн метрового, дециметрового и сантиметрового диапазонов является одним из основных принципов радио-

локации. Если на пути луча, созданного остронаправленной антенной, встречается какое-либо препятствие (цель), например самолет в воздухе, то от цели происходит отражение радиоволн во все стороны. Часть отраженной энергии возвращается к радиолокационной станции, воспринимается и направляется к приемнику станции. С помощью специальных устройств, входящих в состав радиолокационной станции,можно достаточно точно определять направление на цель, а также расстояние до нее, иначе говоря, можно узнать местоположение цели.

Большое значение имеет применение СВЧ для так называемых ретрансляционных или радиорелейных линий радиосвязи. Они представляют собой цепочку приемо-передаточных радиостанций, расположенных на расстоянии в несколько десятков километров друг от друга между теми двумя пунктами, между которыми должна быть установлена связь. Сигналы от радиопередатчика одного из этих пунктов передаются на ближайшую ретрансляционную станцию. От приемника этой станции сигналы поступают на передатчик, который передает их на вторую ретрансляционную станцию и т. д. Ретрансляционные станции работают автоматически без обслуживающего персонала. На таких линиях обычно применяется импульсная модуляция, дающая возможность проводить одновременно до нескольких десятков телефонных разговоров. Ретрансляционные станции имеют антенны направленного излучения. Поэтому они не мешают другим линиям радиосвязи и, кроме того, возможно значительно уменьшить мощность их передатчиков.

Совсем недавно метровые, дециметровые и сантиметровые волны стали применяться в астрономии. Основываясь на принципах радиолокации, ученым удалось измерить расстояние от земли до луны, принимая сигналы, отраженные от поверхности луны. Аналогичным путем сейчас удается обнаруживать и определять местоположение и движение метеоров, не видимых в телескопы. Такие наблюдения возможны в дневное время и при наличии облачности, когда обычные телескопы непригодны. Обнаружено также, что солнце и другие звезды излучают волны в метровом, дециметровом и сантиметровом диапазонах. Наблюдения над этими волнами позволяют лучше изучить процессы, происходящие на солнце и на звездах.

В последнее время в метеорологии для наблюдений за погодой стали использовать явления отражения и поглощения СВЧ облаками, туманом, дождем и снегом.

Использование дециметровых и сантиметровых волн потребовало коренных изменений в схемах и конструкциях радиодеталей приемников и передатчиков. На этих волнах стали применять совершенно новые типы электронных ламп. Обычные, хорошо известные каждому радиолюбителю усилительные и генераторные электронные лампы оказались малопригодными для СВЧ. На этих частотах время полета электронов от катода к сетке или аноду лампы получается одного порядка с периодом колебаний. Иначе говоря, при таких высоких частотах обычная электронная лампа уже перестает быть безинерционным прибором и в ней получается недопустимое запаздывание электронов.

Для устранения вредного влияния инерции электронов были сконструированы принципиально новые электронные приборы — так называемые клистроны, специально предназначенные для диапазона сантиметровых волн. В этих совершенно новых лампах, служащих для генерации или усиления колебаний сверхвысокой частоты, время полета электронов может быть порядка одного или нескольких периодов и такая его длительность не является вредной. Идея создания клистрона была высказана впервые проф. Д. А. Рожанским, а первые эксперименты с подобными электронными приборами осуществила советский инженер А. Арсеньева. Наиболее распространенный в аппаратуре сантиметровых волн так называемый отражательный клистрон изобретен советским инженером В. Ф. Коваленко.

Большое применение в передатчиках сантиметрового диапазона имеют также магнетроны, в которых для создания нужных путей движения электронов внутри лампы применяется внешнее магнитное поле, создаваемое постоянным магнитом или электромагнитом. Современные конструкции магнетронов созданы благодаря идеям М. А. Бонч-Бруевича, а также работам советских ученых Н. Ф. Алексеева, Д. Е. Малярова и др.

На дециметровых волнах используются лампы типа обычных триодов, но со специальной конструкцией электродов. Расстояние между электродами делается весьма малым, чтобы время полета электронов было небольшим. Выводы от электродов конструируются так, чтобы емкость и индуктивность у них были наименьшими. Подобные лампы впервые были построены советскими инженерами.

Детектирование колебаний сверхвысокой частоты в измерительных приборах и радиоприемниках осуществляется специальными диодами с очень малым расстоянием между

электродами, а также кристаллическими детекторами, которые оказались особенно удобными.

Совершенно изменили на СВЧ свой вид колебательные контуры. Если на дециметровых волнах при $\lambda=40-100$ *см* еще возможно использование контуров, состоящих из одного витка (или полувитка) и небольшого конденсатора, то на более коротких волнах приходится применять так называемые объемные контуры или объемные резонаторы. Объемные резонаторы обладают во много раз более высокими качествами, чем обычные контуры с катушками и конденсаторами. Настройка их в пределах некоторого диапазона производится путем изменения объема с помощью тех или иных приспособлений. Теория объемных резонаторов разработана главным образом трудами советских ученых М. С. Неймана, Г. В. Кисунько и др.

Широко используются для передачи энергии СВЧ различные типы линий, связывающие передатчик с антенной или приемник с антенной, или, наконец, отдельные элементы какой-либо схемы. Линии бывают либо симметричные в виде двух одинаковых параллельных проводов, либо коаксиальные или концентрические, состоящие из двух труб, вставленных одна в другую и разделенных высококачественной изоляцией. Небольшие отрезки таких линий длиной порядка четверти волны или полуволны применяются также в качестве колебательных контуров приемников, передатчиков и измерительных приборов на дециметровых волнах. На сантиметровых волнах для передачи энергии вместо двухпроводных линий с большим успехом применяют полые трубы, называемые волноводами. Волна распространяется внутри такой трубы, причем потери энергии получаются значительно меньшими, чем в двухпроводных линиях. Ведущие работы по теории волноводов принадлежат акад. Б. А. Введенскому, профессорам А. Г. Аренбергу, Н. Н. Малову и другим нашим ученым.

Следует отметить, что вопрос о потерях энергии на сверхвысоких частотах имеет особенно важное значение, так как с повышением частоты потери возрастают. Для уменьшения потерь во всей аппаратуре СВЧ применяют специально разработанные изоляционные материалы с малыми потерями, а также стремятся к уменьшению активного сопротивления проводников путем увеличения их поверхности.

Много нового сделано в антенных устройствах для СВЧ. В развитии техники этих антенн важные работы выполнили советские ученые и инженеры.

Для получения острой направленности излучения, так же как и на коротких волнах, устраиваются сложные антенны, скомбинированные из большого числа вибраторов. Кроме того, разработаны совершенно новые антенны: рупорные, диэлектрические и щелевые. Рупорные антенны имеют вид металлического рупора круглого или прямоугольного сечения, являющегося продолжением волновода. Диэлектрические антенны сделаны в виде стержней из высококачественного изолятора, причем электромагнитные волны подводят к таким стержням с помощью волновода или линии. Наиболее оригинально устроены щелевые антенны. Они представляют собой щель той или иной формы, сделанную в стенке объемного резонатора. К этому резонатору подводятся от передатчика по волноводу или по коаксиальной линии электромагнитные волны, которые излучаются через щель в пространство. В антеннах СВЧ часто также применяются вогнутые зеркала из металлической сетки или из листового металла.

За последние годы техника СВЧ шагнула далеко вперед и в настоящее время развивается исключительно быстро. Большой интерес к этой новой области проявляют многие радиолюбители. Освоение техники СВЧ является очередной важнейшей задачей наших радиолюбителей-конструкторов.

Изучая все многообразные свойства электромагнитных колебаний сверхвысоких частот и их применение для различных целей в науке, технике, промышленности, на транспорте, в сельском хозяйстве, в обороне страны, советские радиолюбители будут активно способствовать внедрению радиотехники сверхвысоких частот во все области народного хозяйства нашей великой Родины.

Глава вторая

ПЕРЕДАЧА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН СВЕРХВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

Одной из важнейших задач техники СВЧ является передача электромагнитных волн с помощью линий из двух проводов или с помощью металлических труб (волноводов).

Различные типы линий широко используются в аппаратуре СВЧ для соединения антенных устройств с передатчиками и приемниками, для передачи электромагнитных колебаний между отдельными элементами той или иной схемы, а также в качестве колебательных контуров.

Теория работы линий была создана главным образом трудами чл.-корр. Академии наук СССР А. А. Пистолькорса, который еще в 1927 г. опубликовал в журнале «Телеграфия и телефония без проводов» основные положения этой теории, а в последующие годы продолжал развивать ее, намного опережая своими работами иностранных ученых.

Для самых коротких волн, например для сантиметровых, во многих случаях оказалось более выгодным передавать электромагнитные волны не по линиям, а по волноводам.

В настоящей главе рассматриваются основы работы линий и волноводов.

1. БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ В ЛИНИЯХ

Любая проволочная линия является *электрической цепью с распределенными параметрами*. В отличие от обычных электрических цепей *с сосредоточенными параметрами*, в которых индуктивность сосредоточена в катушках, а емкость — в конденсаторах, у линий каждый участок провода обладает емкостью, индуктивностью и активным сопротивлением. Эти основные параметры, характерные для каждой электрической цепи, в линии распределены вдоль всего провода.

Электрические цепи с сосредоточенными параметрами обычно имеют малые размеры по сравнению с длиной волны λ. Напряжение и ток в них распространяются по всей цепи за промежутки времени, во много раз меньшие, чем период колебаний T. Поэтому процессы в таких цепях рассматриваются только во времени.

Применяемые в радиотехнике линии имеют длину такого же порядка или даже больше, чем длина волны. Вследствие этого в линиях приходится изучать процессы не только во времени, но и в пространстве.

Линии, служащие для передачи электромагнитных колебаний высокой частоты, принято называть *длинными линиями* в отличие от коротких линий, длина которых много меньше длины волны. С этой точки зрения линия электропередачи длиной 100 *км*, работающая на частоте 50 *гц*, является *короткой*, так как при столь низкой частоте длина волны составляет 6 000 *км*. Зато линия, имеющая длину 10 *см*, при частоте 1 000 *мггц* считается *длинной*, потому что длина волны в этом случае равна 30 *см*.

Вообще в радиотехнике целесообразно измерять длину линий не обычными линейными мерами, а длиной волны. Тогда, например, сразу можно сказать, что линии, имеющие длины $\frac{\lambda}{4}$, $\frac{\lambda}{2}$, 2λ, 5λ и т. д., т. е. сравнимые с длиной волны являются длинными линиями.

Следует также уточнить понятие о поперечных размерах линии.

Принято считать линией только такую систему из двух параллельных проводов, которая имеет поперечные размеры, т. е. расстояние между проводами и толщину самих проводов, много меньше длины волны.

Когда к линии подключен генератор переменной э. д. с. (фиг. 1), то вдоль линии двигается так называемая *бегущая волна*. Она представляет собой распространение электромагнитного поля в одном определенном направлении — в данном случае от генератора к концу линии.

Скорость распространения бегущей электромагнитной волны вдоль линии определяется по формуле

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}},$$

где L_1 и C_1 — погонные индуктивность и емкость линий, т. е. индуктивность и емкость, выраженные в генри и фарадах, на единицу длины.

Величины L_1 и C_1 зависят от конструкции линии. Чем больше поверхность проводов линии и чем меньше расстояние между ними, тем больше погонная емкость C_1 и тем меньше погонная индуктивность L_1. Обычно L_1 имеет поря-

док единицы микрогенри на метр, а C_1 составляет несколько пикофарад на метр.

Для воздушной линии, между проводами которой изолятором является воздух, произведение L_1C_1 всегда имеет постоянное значение $\frac{1}{c^2}$, где c — скорость света $3 \cdot 10^8$ *м/сек*, и поэтому $v = c$, т. е. скорость распространения бегущих волн вдоль воздушной линии равна скорости света. В такой линии при изменении емкости C_1, например, путем изменения диаметра проводов или расстояния между ними индуктивность L_1 всегда изменяется в обратную сторону, так что произведение L_1C_1 остается постоянным, а следовательно, и скорость распространения в любом случае равна $3 \cdot 10^8$ *м/сек*.

При наличии твердой изоляции между проводами или изоляторов, поддерживающих провода, скорость v уменьшается.

Действительно, если между проводами имеется твердый диэлектрик, то погонная емкость возрастет, но индуктивность не изменится. Поэтому произведение L_1C_1 увеличится и скорость распространения v уменьшится.

Зависимость скорости распространения от свойств среды, окружающей провода, определяется формулой

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}},$$

где c — скорость света;

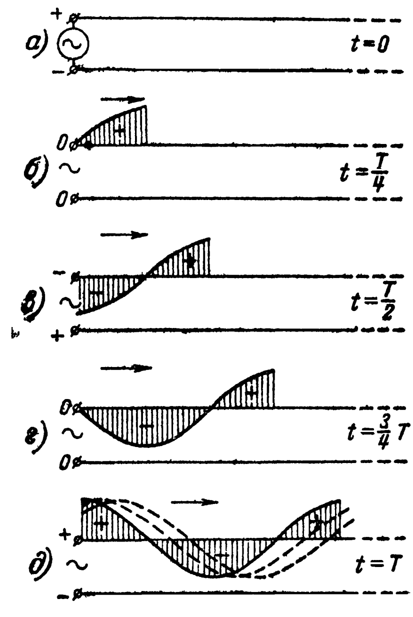
ε и μ — соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости среды. Для воздуха $\varepsilon = 1$ и $\mu = 1$, а поэтому $v = c$.

Распространение бегущей волны вдоль линии создает в ней переменный ток и переменное напряжение. В каждой точке провода ток и напряжение (относительно другого провода или относительно земли) совершают колебание во времени, и вместе с тем колебательный процесс передается вдоль линии от одних ее точек к следующим точкам.

Очень удобно изображать распространение бегущей волны в линии графически. Покажем это для одного провода линии. В другом проводе происходит точно такой же процесс, но только с обратной фазой.

Вообразим провод горизонтальной осью графика и будем откладывать под прямым углом к проводу величину напряжения в некотором масштабе. Тогда бегущая волна для разных моментов времени может быть изображена так, как это сделано на фиг. 1.

Предположим, что в момент включения генератора напряжение на его зажимах имеет амплитудное значение. В этот начальный момент волна пока еще не успела распространиться вдоль провода (фиг. 1,*а*). Через четверть периода волна распространится на расстояние, равное четверти длины волны и амплитуда напряжения будет именно на таком расстоянии от генератора. Но в самом начале линии в этот момент напряжение уже равно нулю (фиг. 1,*б*).



Фиг. 1. Бегущая волна в линии.

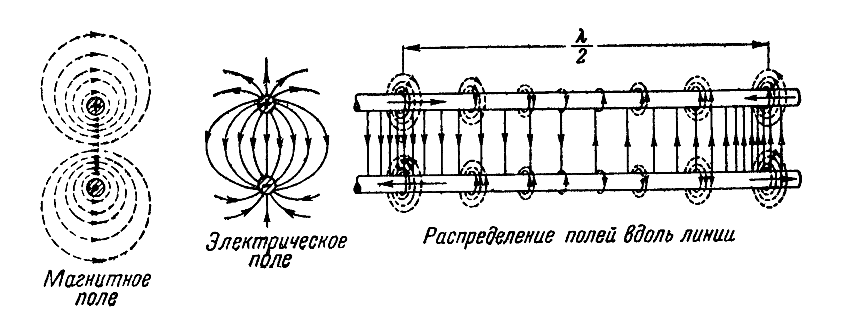
Через полпериода после начала процесса напряжение у генератора, а следовательно, и в начале линии опять станет наибольшим, но только с обратным знаком, и волна пройдет вдоль линии расстояние, равное $\frac{\lambda}{2}$ (фиг. 1,*в*).

На фиг. 1,*г* и *д* показано распределение напряжения в линии в моменты времени $t = \frac{3}{4} T$ и $t = T$ после начала процесса. Кроме того, на фиг. 1,*д* пунктиром изображено распределение напряжения для нескольких следующих моментов.

Надо отчетливо представлять себе, что в таком графическом изображении волны вдоль горизонтальной оси отложено *не время, а расстояние*. Каждая кривая, показанная на фиг. 1, изображает распределение напряжения вдоль линии, т. е. в пространстве, для некоторого момента времени. Для следующего момента времени кривая будет уже дру-

гая, смещенная вдоль оси, так как волна распространяется, удаляясь от генератора. Если бы мы хотели показать графически изменение напряжения во времени для какой-нибудь точки линии, то оно также изображалось бы синусоидой, но вдоль горизонтальной оси было бы отложено время.

Изменения тока и напряжения в бегущей волне совпадают по фазе. Если в какой-нибудь точке линии в данный момент напряжение наибольшее, то ток в этот момент здесь



Фиг. 2. Электрическое и магнитное поля в линии.

также наибольший. Через четверть периода в этой точке и ток, и напряжение будут равны нулю. Поэтому кривые фиг. 1, изображающие распределение напряжения вдоль линии при бегущей волне, вместе с тем изображают и распределение тока, но только в другом масштабе.

Если вспомнить, что напряжение (разность потенциалов) всегда связано с наличием электрического поля, а ток всегда сопровождается магнитным полем, то станет ясно, что в том месте линии, где напряжение наибольшее, и электрическое поле будет наиболее сильным, а магнитное поле будет сильнее всего в том месте, где ток имеет наибольшее значение. Так как у бегущей волны ток и напряжение совпадают по фазе, то изменения электрического и магнитного полей также должны совпадать по фазе. На фиг. 2 показаны электрическое и магнитное поля для поперечного разреза линии из двух параллельных проводов, а также распределение этих полей вдоль линии. Совершенно очевидно, что кривые фиг. 1 показывают распределение вдоль линии не только напряжения и тока, но также электрического и магнитного полей.

В каждой линии отношение амплитуды напряжения бегущей волны U_m к амплитуде тока бегущей волны I_m или

отношение их действующих значений является постоянной величиной. Эта величина, характерная для каждой данной линии, называется *волновым сопротивлением линии* (Z_0) и зависит от конструкции последней.

Чем больше емкость линии, тем больше ток, возникающий в ней под действием данного напряжения, подобно тому, как возрастает зарядный ток конденсатора при увеличении его емкости. А при увеличении индуктивности линии ток уменьшается за счет возросшего противодействия со стороны э. д. с. самоиндукции. Отсюда ясно, что волновое сопротивление уменьшается при увеличении емкости линии и возрастает при увеличении ее индуктивности. Математически эта зависимость выражается формулой

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}.$$

У линий из двух одинаковых параллельных проводов величина Z_0 обычно составляет 300—600 *ом*. При увеличении диаметра проводов и уменьшении расстояния между ними C_1 растет, а L_1 уменьшается, и поэтому Z_0 также уменьшается.

Волновое сопротивление линии является активным, так как напряжение и ток в бегущей волне совпадают по фазе. Мощность бегущей волны также является чисто активной и может быть определена по обычным формулам

$$P = IU = I^2 Z_0 = \frac{U^2}{Z_0},$$

где I и U — действующие значения тока и напряжения бегущей волны.

Для получения режима бегущей волны в конце линии включают чисто активное нагрузочное сопротивление R, равное волновому сопротивлению Z_0. Тогда вся мощность бегущей волны поглощается в этом сопротивлении, т. е. энергия все время безвозвратно уходит от генератора вдоль линии в нагрузочное сопротивление.

Важной величиной является *входное сопротивление линии*, т. е. сопротивление линии для питающего генератора ($Z_{вх}$). Очевидно, что входное сопротивление равно отношению величин напряжения и тока в начале линии. В зависимости от величины $Z_{вх}$ генератор, питающий линию,

работает в том или ином режиме и отдает в линию бо́льшую или меньшую мощность.

Если в линии установлен режим бегущей волны, то входное сопротивление является чисто активным и равным волновому сопротивлению линии:

$$Z_{вх} = Z_0.$$

До сих пор мы рассматривали работу линии, не учитывая потери энергии в ней. Однако в действительности в каждой линии имеются потери энергии. Поэтому амплитуды тока и напряжения у бегущей волны по мере удаления ее от генератора уменьшаются. Принято говорить, что волна при своем распространении вдоль линии затухает.

Существует ряд причин, вызывающих потери энергии в линии. Ток нагревает провода линии. Переменное электрическое поле нагревает изоляторы. Некоторая часть энергии уходит вместе с излучаемыми в пространство электромагнитными волнами. Во всех проводниках, расположенных вблизи линии, например в земле, в других линиях, в металлических крышках и т. д., под действием электромагнитного поля линии индуктируются токи, которые также создают расход энергии. В изоляторах возникают токи утечки, а при высоких напряжениях наблюдается даже стекание электрических зарядов в воздух, сопровождающееся свечением (явление «короны»).

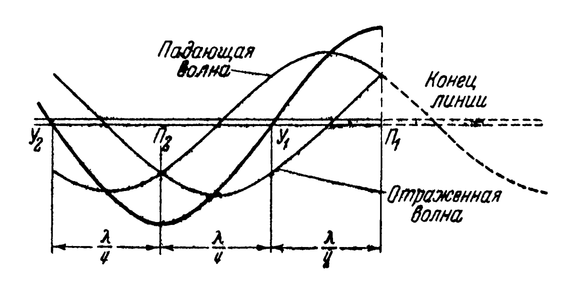
У правильно построенных линий в режиме бегущей волны потери энергии бывают незначительны, так что ими во многих случаях пренебрегают.

Коэффициент полезного действия (к. п. д.) линии, равный отношению мощности в конце линии к мощности в ее начале, в режиме бегущей волны получается достаточно высоким (порядка 80—95%).

2. СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ В РАЗОМКНУТОЙ ЛИНИИ

Мы установили, что режим бегущих волн получается в линии в случае, если она нагружена на активное сопротивление, равное волновому. Оказывается, что при любом ином значении нагрузочного сопротивления в линии получается более сложный процесс. Его можно изучить, если рассмотреть случай, когда линия разомкнута на конце или, иначе говоря, когда нагрузочное сопротивление бесконечно велико.

В таком сопротивлении ток, очевидно, равен нулю, т. е. нет никакого расхода энергии. Поэтому энергия бегущей волны не может быть поглощена в конце линии, но и не может продолжать удаляться от генератора, так как линия обрывается. Бегущая волна, дойдя до конца разомкнутой линии, отражается и начинает двигаться обратно к генератору. Таким образом, в линии распространяются две бегу-



Фиг. 3. Сложение падающей и отраженной волн.

щие волны: одна — *падающая* — движется от генератора к концу линии, а другая — *отраженная* — движется в обратном направлении. Если не учитывать потери в самой линии, то можно считать, что энергия отраженной волны равна энергии падающей волны. Для упрощения мы будет рассматривать только идеальную линию.

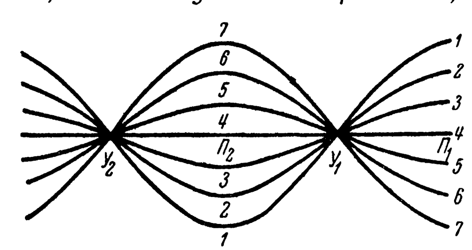
В результате сложения двух волн, имеющих одинаковые амплитуды и движущихся навстречу друг другу, возникают так называемые *стоячие волны*, которые по своим свойствам резко отличаются от бегущих волн.

Сложение падающей и отраженной волн напряжения для некоторого момента времени показано на фиг. 3. Для примера взят момент, когда амплитуда падающей волны находится на расстоянии $\frac{\lambda}{8}$ от конца линии. Пунктиром изображено продолжение падающей волны, которое существовало бы, если бы линия не обрывалась. Если эту пунктирную синусойду повернуть на 180° вокруг вертикальной оси, проходящей через конец линии, т. е. нарисовать в обратную сторону, то она будет изображать отраженную волну. Отраженная волна является продолжением падающей волны, но только движется от конца линии к генератору. Суммарное напряжение, полученное от сложения падающей и отраженной волн, показано жирной линией. Как видно,

это напряжение имеет наибольшее значение в точках $П_1$ и $П_2$, находящихся на конце линии и на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$ от конца. А в точках $У_1$ и $У_2$, находящихся на расстояниях $\frac{\lambda}{4}$ и $\frac{3}{4}\lambda$ от конца линии, напряжение равно нулю.

Оказывается, что в любой другой момент времени падающая и отраженная волны складываются так, что в точках $П_1$ и $П_2$ опять напряжение будет наибольшее, а в точках $У_1$ и $У_2$ — нулевое. Так, например, через одну восьмую периода падающая волна сдвинется вправо на расстояние, равное $\frac{\lambda}{8}$, и в точке $У_1$ будет ее нулевая фаза, но в то же время отраженная волна сдвинется на $\frac{\lambda}{8}$ влево и в точку $У_1$ придет ее нулевая фаза. Ясно, что в точке $У_1$ суммарное напряжение опять равно нулю, а в точках $П_1$ и $П_2$ напряжение будет наибольшее и равное двойной амплитуде бегущей волны.

Принято точки, в которых напряжение всегда равно нулю, называть *узлами напряжения*, а точки наибольшего напряжения — *пучностями*. Узлы и пучности остаются в одних и тех же местах линии, и вся суммарная волна как бы «стоит на месте». Поэтому ее назвали *стоячей волной*. Для стоячей волны именно характерно наличие узлов и пучностей.

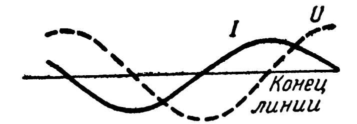


Фиг. 4. Распределение напряжения вдоль линии при стоячей волне для разных моментов времени.

С течением времени характер распределения напряжения вдоль линии в случае стоячей волны не изменяется. В разные моменты времени изменяется только величина напряжения в каждой точке линии.

На фиг. 4 показано распределение напряжения вдоль разомкнутой линии для нескольких различных моментов времени на протяжении одного полупериода. Кривая *1* соответствует амплитудной фазе, когда напряжение в линии

наибольшее. Далее напряжение становится меньше, что соответствует кривым *2* и *3*. Через четверть периода (момент *4*) напряжение во всей линии равно нулю. Затем оно меняет свой знак и возрастает (кривые *5* и *6*). В момент *7* через полпериода после начала рассматриваемого процесса напряжение снова достигает амплитудного значения (кривая *7*), но только с обратным знаком.



Фиг. 5. Изображение стоячих волн тока и напряжения в линии.

Напряжение в каждой точке линии колеблется по синусоидальному закону, причем амплитуда этого колебания для разных точек различна. Для пучностей амплитуда наибольшая (равная двойной амплитуде бегущей волны), для других точек она меньше, и, наконец, для узлов она всегда равна нулю.

Подобно напряжению изменяется и ток в линии. Но разница получается в том, что отраженная волна тока движется от конца линии с противоположной фазой. Действительно, электроны, дойдя до конца линии, дальше не могут перемещаться и начинают двигаться обратно, т. е. ток изменяет свой знак. В результате на конце линии *суммарный* ток равен нулю и получается узел тока.

Мы видим, что в стоячей волне узлы тока получаются там, где имеются пучности напряжения, и, наоборот, пучности тока находятся в одних точках с узлами напряжения. Иначе говоря, стоячая волна тока сдвинута на $\frac{\lambda}{4}$ относительно стоячей волны напряжения. Графически это изображено на фиг. 5 двумя кривыми (здесь и далее кривая тока дана сплошной линией, а кривая напряжения — пунктиром).

В соответствии с законом Ома амплитуда напряжения в пучности $U_{пуч}$, равная двойной амплитуде напряжения бегущей волны $2U_m$, всегда пропорциональна амплитуде тока в пучности $I_{пуч}$, которая также равна двойному значению амплитуды бегущей волны $2I_m$. Отношение этих величин есть волновое сопротивление Z_0:

$$\frac{U_{пуч}}{I_{пуч}} = \frac{2U_m}{2I_m} = Z_0 \quad \text{или} \quad U_{пуч} = I_{пуч} Z_0.$$

В отличие от бегущей волны у стоячей волны мощность является реактивной, так как энергия нигде не расходуется (линию мы считаем идеальной). Поэтому во времени ток и напряжение имеют сдвиг фаз на четверть периода, т. е. на 90°. Если в какой-то момент в линии напряжение имеет амплитудную фазу, то в этот момент ток во всех точках линии равен нулю. Зато через четверть периода напряжение по всей линии уменьшается до нуля, а ток дойдет до амплитудного значения.

Изображенные на фиг. 5 кривые показывают распределение тока и напряжения для амплитудных фаз и соответствуют моментам времени, отличающимся друг от друга на $\frac{1}{4}$ *T*. Нет никакого смысла показывать кривые тока и напряжения для других моментов времени, так как пучности и узлы остаются на месте. Даже если изображена только одна кривая, например для тока, то с ее помощью нетрудно представить себе и распределение напряжения вдоль линии.

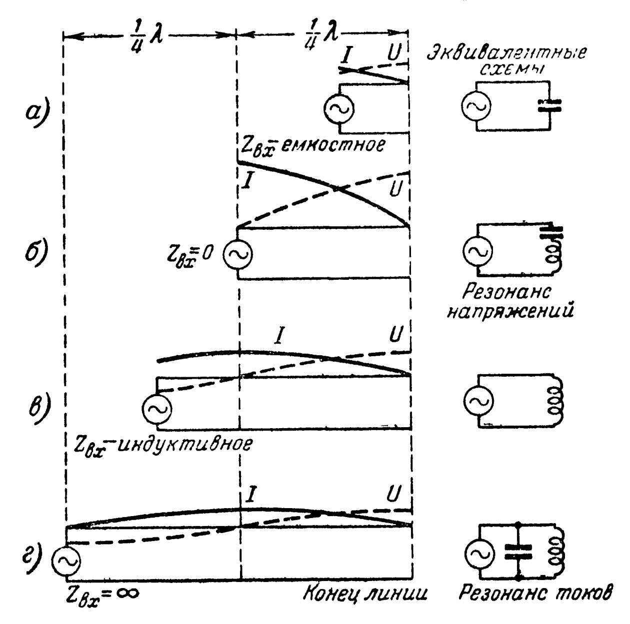
Наличие сдвига фаз на 90° между током и напряжением при стоячей волне показывает, что в линии происходят колебания, весьма сходные с колебательными процессами в замкнутом контуре. Когда напряжение в линии наибольшее, а ток равен нулю, то вся энергия сосредоточена в электрическом поле. Через четверть периода напряжение равно нулю, а ток имеет наибольшее значение, т. е. вся энергия сосредоточена в магнитном поле. Еще через четверть периода энергия снова возвращается в электрическое поле, а затем все повторяется.

Выясним теперь процессы в разомкнутой линии при различном соотношении между ее длиной и длиной волны питающего генератора, считая линию идеальной. Для определенности примем, что внутреннее сопротивление генератора значительно меньше волнового сопротивления линии. На фиг. 6 показано распределение тока и напряжения для нескольких характерных случаев работы линии и приведены для них эквивалентные схемы (с целью упрощения чертежей кривые распределения тока и напряжения показаны только для одного провода).

Как мы знаем, на конце разомкнутой линии всегда получаются пучность напряжения и узел тока. На входе линии, т. е. на зажимах генератора, ток и напряжение могут иметь различные значения в зависимости от длины линии. Входное сопротивление также изменяется в широких пре-

делах, так как оно всегда равно отношению напряжения к току в начале линии. При этом во всех случаях, когда входное сопротивление линии значительно больше внутреннего сопротивления генератора, можно считать, что напряжение на зажимах генератора равно его э. д. с.

Когда длина линии l меньше четверти длины волны (фиг. 6,*а*), то в начале линии ток и напряжение имеют не-



Фиг. 6. Стоячие волны в разомкнутой линии различной длины.

которые значения. Кроме того, они сдвинуты по фазе на 90°, а следовательно, входное сопротивление в этом случае является реактивным. Оказывается, что оно имеет емкостный характер. Действительно, два коротких провода, подключенных к генератору, представляют собой некоторый конденсатор. И чем короче линия, тем меньше емкость этого конденсатора, т. е. тем больше емкостное входное сопротивление.

Таким образом, генератор в этом случае нагружен на некоторую емкость, что и показано на эквивалентной схеме справа. Вследствие большой величины входного сопротивления ток в линии получается малым, а напряжение даже на конце линии незначительно превышает напряжение генератора.

Если увеличивать длину линии и приближать ее к $\frac{\lambda}{4}$, то напряжение в начале линии становится все меньше и меньше по сравнению с его значением в пучности, а ток увеличивается, и, следовательно, входное сопротивление уменьшается. Когда $l = \frac{\lambda}{4}$ (фиг. 6,*б*) то в начале линии будут узел напряжения и пучность тока. Тогда $Z_{вх} = \frac{U}{I} = 0$ и для генератора получается режим короткого замыкания.

В действительности, вследствие того, что линия не является идеальной, а в ней имеются потери энергии, $Z_{вх}$ не точно равно нулю. Обращается в нуль только реактивное входное сопротивление, а $Z_{вх}$ становится наименьшим и при том является чисто активным, так как оно обусловлено наличием активных потерь.

В этом случае в линии напряжение, пропорциональное току, достигнет наибольшего значения, т. е. имеет место явление резонанса напряжений, и можно сказать, что четвертьволновая разомкнутая линия эквивалентна последовательному резонансному контуру. Как известно, такой контур имеет при резонансе наименьшее и чисто активное сопротивление. Поэтому ток и напряжение в нем при резонансе достигают наибольших значений. Идеальный контур имел бы при резонансе сопротивление, равное нулю, подобно входному сопротивлению идеальной линии.

Линия с длиной в четверть волны эквивалентна резонансному контуру потому, что при изменении длины линии в ту или другую сторону от $\frac{\lambda}{4}$ ее входное сопротивление уже не будет равно нулю, а увеличивается и становится емкостным или индуктивным. Именно так меняется при расстройке и сопротивление последовательного контура.

Пусть теперь длина линии больше $\frac{\lambda}{4}$, но меньше $\frac{\lambda}{2}$. Тогда напряжение в начале линии уже не равно нулю. Входное сопротивление возрастет и примет индуктивный характер, что показано на эквивалентной схеме фиг. 6,*в*. При этом ток и напряжение в линии получатся значительно меньше, чем в случае четвертьволновой линии, подобно

тому, как резко уменьшаются ток и напряжение при расстройке контура.

По мере приближения l к $\frac{\lambda}{2}$ входное сопротивление увеличивается. Когда $l = \frac{\lambda}{2}$ (фиг. 6,*г*), то в начале линии напряжение наибольшее, равное э. д. с. генератора, ток равен нулю и, следовательно, входное сопротивление должно быть бесконечно велико. Но в действительности вследствие наличия потерь в линии входное сопротивление не равно бесконечности, а принимает некоторое наибольшее значение и является чисто активным. В этом случае получается резонанс, подобный резонансу токов в параллельном контуре, показанном на эквивалентной схеме.

И в данном случае полуволновая линия эквивалентна параллельному резонансному контуру потому, что ее входное сопротивление при изменении длины в ту или другую сторону от $\frac{\lambda}{2}$ уменьшается и приобретает емкостный или индуктивный характер. Такое же изменение сопротивления при расстройке свойственно и параллельному контуру.

Изменяя дальше l в пределах от $\frac{\lambda}{2}$ до λ, можно получить повторение всех рассмотренных режимов и значений $Z_{вх}$. Вообще при удлинении линии на целое число полуволн режим ее работы и величина $Z_{вх}$ не изменяются.

Таким образом, видно, что разомкнутая линия эквивалентна: 1) некоторой емкости при $l < \frac{\lambda}{4}$; 2) последовательному резонансному контуру при $l = \frac{\lambda}{4}$; 3) некоторой индуктивности при $\frac{\lambda}{4} < l < \frac{\lambda}{2}$; 4) параллельному резонансному контуру при $l = \frac{\lambda}{2}$.

Совершенно очевидно, что все рассмотренные случаи можно было бы получить и при постоянной длине линии, изменяя длину волны генератора λ. Тогда последовательный резонанс получится в тех случаях, когда вдоль линии укладывается нечетное число четвертей волны $\left(\frac{\lambda}{4}, \quad \frac{3}{4}\lambda\right.$

$\frac{5}{4}\lambda$ и т. д.). Иначе говоря, кроме резонанса на основной волне, соответствующей случаю $l=\frac{\lambda}{4}$, будет наблюдаться резонанс на любой нечетной гармонике.

Параллельный же резонанс в линии получается не только на основной волне, когда $l=\frac{\lambda}{2}$, но и на любых как четных, так и нечетных гармониках, когда вдоль линии укладывается целое число полуволн $\left(\frac{\lambda}{2},\ \lambda,\ \frac{3}{2}\lambda\ \text{и т. д.}\right)$.

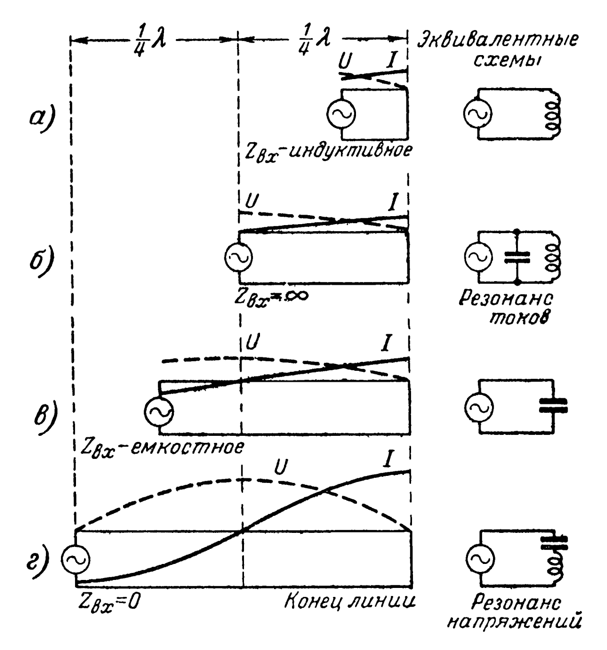
Линия как колебательная система способна резонировать на многих волнах. Этим она сильно отличается от простого колебательного контура, имеющего только одну резонансную частоту.

Следует обратить внимание на то, что при длине линии, равной $\frac{\lambda}{2}$ или целому числу полуволн, входное сопротивление получается таким же, как и сопротивление на конце линии (в данном случае бесконечно большое сопротивление). А при длине линии, равной $\frac{\lambda}{4}$ или нечетному числу четвертей волны, входное сопротивление равно нулю, т. е. имеет величину, обратную сопротивлению на конце линии $\left(0=\frac{1}{\infty}\right)$. Такое влияние длины линии на величину входного сопротивления наблюдается и при любых других значениях нагрузочного сопротивления R, включенного в конце линии. Можно сказать, что линия с длиной в целое число полуволн не изменяет величину сопротивления и у такой линии всегда $Z_{вх}=R$, а линия с длиной, равной нечетному числу четвертей волны, преобразовывает большое нагрузочное сопротивление в малое и наоборот.

3. СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ В КОРОТКОЗАМКНУТОЙ ЛИНИИ

В качестве второго примера линии, работающей в режиме стоячих волн, рассмотрим идеальную короткозамкнутую линию (фиг. 7), у которой на конце нагрузочное сопротивление равно нулю ($R=0$). Поглощение энергии в таком сопротивлении отсутствует и вся энергия падающей вол-

ны полностью отражается. Поэтому в короткозамкнутой линии стоячие волны возникают таким же образом, как и в разомкнутой линии. Разница получается только в том, что распределение тока и напряжения в короткозамкнутой ли-



Фиг. 7. Стоячие волны в короткозамкнутой линии различной длины.

нии получается сдвинутым на четверть волны по сравнению с разомкнутой линией.

Очевидно, что на конце линии напряжение равно нулю, т. е. там находится узел напряжения, так как $R=0$ (короткое замыкание). Как мы знаем, у стоячей волны узлы напряжения всегда совпадают с пучностями тока, и наоборот. Значит, на конце короткозамкнутой линии получается пучность тока. Действительно, ведь там, где имеется короткое замыкание, ток всегда бывает наибольшим. У разомкнутой линии, наоборот, на конце была пучность напряжения и узел тока.

После того как выяснено, что получается на конце линии, уже нетрудно начертить кривые распределения тока и напряжения для различных соотношений между длиной линии и длиной волны генератора.

Как и в случае разомкнутой линии, эти кривые даны на фиг. 7 для идеальной линии, у которой волновое сопротивление значительно больше внутреннего сопротивления генератора. Они показывают, что короткозамкнутая линия по своим свойствам противоположна разомкнутой линии.

При $l < \frac{\lambda}{4}$ входное сопротивление имеет индуктивный характер (фиг. 7,*а*). В этом случае замкнутую на конце линию небольшой длины можно представить себе как прямоугольный виток, обладающий некоторой индуктивностью.

Если $l = \frac{\lambda}{4}$, то $Z_{вх} = \infty$ и, следовательно, короткозамкнутая четвертьволновая линия эквивалентна параллельному резонансному контуру (фиг. 7,*б*). Когда $\frac{\lambda}{4} < l < \frac{\lambda}{2}$, то входное сопротивление имеет емкостный характер (фиг. 7,*в*). Наконец, при $l = \frac{\lambda}{2}$ входное сопротивление равно нулю и линия эквивалентна последовательному резонансному контуру (фиг. 7,*г*). При дальнейшем увеличении длины линии все повторяется. Если изменять частоту генератора при неизменной длине линии, то получается резонанс не только на основной частоте, но и на гармониках, так же как в разомкнутой линии.

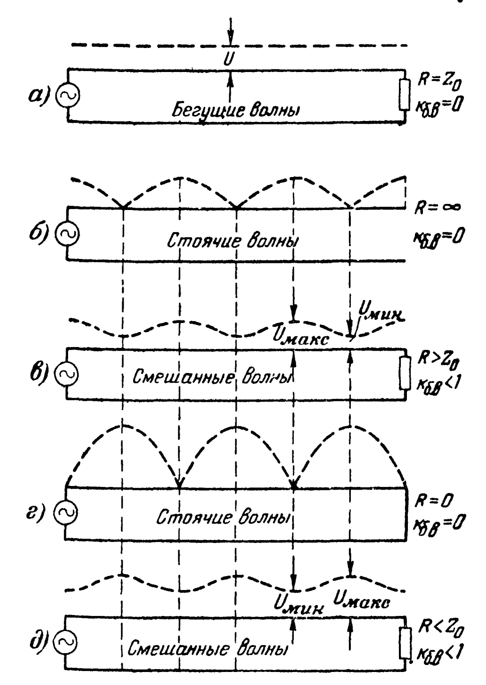
4. НАГРУЗКА ЛИНИИ НА РАЗЛИЧНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Весьма важными являются случаи нагрузки линии на активное сопротивление различной величины, показанные на фиг. 8. В отличие от предыдущих чертежей здесь дано распределение вдоль линии не амплитудного, а действующего значения напряжения, которое изменяется только по величине, но не меняет знака. Именно это напряжение показывает вольтметр или индикатор переменного напряжения, подключаемый к различным точкам линии. Для упрощения чертежа кривая тока не показана. Как и раньше, линию считаем идеальной и принимаем, что внутреннее сопротивление генератора значительно меньше волнового сопротивления.

Когда нагрузочное сопротивление равно волновому сопротивлению (фиг. 8,*а*), в линии распространяется бегущая волна, переносящая энергию от генератора к нагрузочному сопротивлению, и напряжение вдоль линии везде одинаково.

У разомкнутой (фиг. 8,*б*) и короткозамкнутой линий (фиг. 8,*г*), наоборот, получается режим стоячих волн, и вдоль линии чередуются узлы и пучности. При этом у разомкнутой линии на конце находится пучность, а у короткозамкнутой — узел напряжения.

На фиг. 8,*в* показан случай, когда R больше Z_0, но не равно бесконечности. Режим линии в этом случае является



Фиг. 8. Распределение напряжения вдоль линии при различных ее нагрузках.

средним между режимом бегущей волны и режимом разомк нутой линии. Его называют *режимом смешанных* или *ком бинированных волн.*

Так как $R \neq Z_0$, то в конце линии поглощается тольк часть энергии падающей волны. Остальная часть энерги уходит обратно с отраженной волной, и возникают стоячі волны. Однако помимо стоячей волны в линии имеется еш и бегущая волна, переносящая энергию от генератора в с противление нагрузки R.

Распределение напряжения в этом случае напомина то, что наблюдается в разомкнутой линии. Но вследств

того, что амплитуда отраженной волны меньше, чем амплитуда падающей волны, в том месте, где должен быть узел, суммарное напряжение не снижается до нуля, оно имеет некоторое наименьшее значение $U_{мин}$, равное разности напряжений падающей и отраженной волн.

Точно так же в местах пучностей получается некоторое наибольшее напряжение $U_{макс}$, равное сумме этих напряжений, но меньшее, чем удвоенное напряжение падающей волны. Чем ближе R к Z_0, тем ближе режим линии к режиму бегущей волны и тем меньше разница между $U_{макс}$ и $U_{мин}$. И наоборот, чем больше R, тем ближе режим к случаю разомнутой линии и тем резче заметны максимумы и минимумы напряжения.

Для характеристики режима линии пользуются *коэффициентом бегущей волны* $к_{б.в}$. Он введен А. А. Пистолькорсом в 1927 г. и определяется как отношение $U_{мин}$ к $U_{макс}$. В случае, когда $Z_0 < R$, он равен отношению Z_0 к R:

$$к_{б.в} = \frac{U_{мин}}{U_{макс}} = \frac{Z_0}{R}.$$

При одной бегущей волне $к_{б.в} = 1$, а для режима стоячих волн $к_{б.в} = 0$. Чем ближе величина $к_{б.в}$ к единице, тем ближе режим линии к режиму бегущих волн [1].

Если $R < Z_0$ (фиг. 8,*д*), то получается также режим смешанных волн, но распределение напряжения в линии похоже на то, что наблюдается в короткозамкнутой линии. Только на месте узлов получаются не нулевые, а минимальные напряжения. Все сказанное о режиме смешанных волн для случая $R > Z_0$ остается в силе и здесь. Коэффициент бегущей волны определяется через напряжение, как и раньше, но отношение сопротивлений надо брать обратное, так как $к_{б.в}$ всегда меньше единицы:

$$к_{б.в} = \frac{U_{мин}}{U_{макс}} = \frac{R}{Z_0}.$$

---

[1] Иногда применяется величина, обратная $к_{б.в}$ и называемая *коэффициентом стоячей волны:*

$$к_{с.в} = \frac{U_{макс}}{U_{мин}}.$$

Если линия работает в режиме бегущих волн, то в нагрузочное сопротивление отдается наибольшая полезная мощность — вся мощность бегущей волны.

Если же сопротивление нагрузки не равно волновому сопротивлению линии, то полезная мощность в нагрузке будет меньше, так как часть энергии возвращается с отраженной волной обратно в генератор. Однако уменьшение мощности не происходит резко, и поэтому некоторое отступление от режима чисто бегущих волн допустимо. Например, когда сопротивление нагрузки в 2 раза больше или меньше Z_0, т. е. когда $\kappa_{б.в} = 0{,}5$, то энергия отраженной волны составляет всего лишь 11% от энергии падающей волны и, значит, мощность в нагрузке уменьшается только на 11%.

Следует отметить, что в режиме смешанных волн, когда $R \neq Z_0$, входное сопротивление, вообще говоря, уже не является чисто активным, а обычно имеет реактивную составляющую, которая характеризует возврат части энергии в генератор. Только при длине линии, равной целому числу четвертей волны, $Z_{вх}$ будет чисто активным, потому что в линии такой длины наблюдается резонанс.

В случае, когда в конце линии включено реактивное нагрузочное сопротивление, т. е. емкость или индуктивность, также получается режим стоячих волн. Действительно, в реактивном сопротивлении энергия падающей волны не расходуется, а лишь временно запасается и возвращается обратно. Поэтому в линии складываются падающая и отраженная волны равной амплитуды и в результате возникают стоячие волны.

Наиболее сложным случаем является нагрузка линии на некоторое полное сопротивление Z, имеющее активную и реактивную части. При такой нагрузке в линии неизбежно будет режим смешанных волн, так как часть энергии падающей волны поглощается в активном сопротивлении, но остальная часть возвращается с отраженной волной за счет наличия реактивного сопротивления и за счет того, что активное сопротивление может быть не равно волновому сопротивлению.

5. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЛИНИЙ

Линии, применяемые для передачи электромагнитных волн, могут отличаться друг от друга режимом работы и конструкцией. Они могут работать в режиме бегущих волн

или в режиме стоячих волн, причем в действительности в последнем случае имеется режим смешанных волн, так как всегда существуют потери энергии.

Линии с бегущей волной имеют ряд существенных преимуществ. Потери энергии в них меньше, и поэтому к. п. д. выше, что особенно важно при значительной длине линии. Объясняется это тем, что напряжения и токи в случае бегущих волн меньше, чем при стоячих волнах. При меньшем напряжении предъявляются менее жесткие требования к изоляции линии.

Весьма удобно то, что при линии с бегущей волной генератор нагружен на постоянное и чисто активное сопротивление, равное волновому сопротивлению линии и не зависящее от ее длины. Поэтому линия с бегущей волной может быть сделана любой длины независимо от длины волны. Вся энергия волн, передаваемых по линии, за исключением весьма небольшой ее доли, теряющейся в самой линии, отдается в нагрузочное сопротивление, например в передающую антенну.

Чтобы получить режим бегущей волны, надо обеспечить равенство нагрузочного сопротивления и волнового сопротивления линии или, как принято говорить, надо согласовать линию с нагрузкой. Такое согласование не всегда легко осуществить.

На СВЧ режим бегущей волны для которого $к_{б.в} = 1$, получить довольно трудно, даже невозможно. Практически считается уже очень хорошо, если $к_{б.в} = 0{,}8 - 0{,}9$. При этом ухудшение работы линии будет весьма незначительно. Во многих случаях довольствуются даже величиной $к_{б.в} = 0{,}5 — 0{,}7$. Способы согласования линии с нагрузкой приведены далее, а в разделах об антеннах указаны некоторые методы согласования фидерной линии с антенной.

В линиях со стоячей волной потери энергии выше, а к. п. д. ниже, что объясняется значительно большими величинами токов и напряжений, особенно в пучностях. Как известно, потери мощности в самих проводах линии пропорциональны квадрату силы тока (I^2R), а потери в изоляторах тем больше, чем больше напряжение. При наличии стоячих волн в линии из двух параллельных проводов наблюдаются также заметные потери энергии на излучение электромагнитных волн. Для больших расстояний линии со стоячей волной не применяются, так как к. п. д. у них получается слишком низким.

Линия со стоячей волной должна быть строго определенной длины. Обычно она равна целому числу (четному или нечетному) четвертей волны.

Применяются два основных типа конструкций линий: *линия из двух параллельных проводов*, которую для краткости называют просто *двухпроводной*, и *концентрическая* или *коаксиальная линия.*

Наиболее проста по устройству двухпроводная линия, и в этом заключается ее основное преимущество. Достоинством двухпроводной линии является также ее симметричность, которая в некоторых случаях необходима, например, если линия связана с двухтактным выходным каскадом передатчика или с симметричной антенной. Вместе с тем эта линия имеет и недостатки, которые сильно ограничивают ее применение на СВЧ.

Вследствие того что токи в проводах двухпроводной линии имеют противоположное направление, магнитные поля должны взаимно компенсироваться и можно было бы ожидать, что такая линия не излучает энергии в окружающее пространство. Однако практически некоторое излучение все же имеет место. Объясняется это тем, что провода находятся на некотором расстоянии друг от друга, и поэтому компенсация их полей получается неполная. Чем больше расстояние между проводами, тем сильнее излучение. Следует иметь в виду, что подобная линия также принимает волны и тем лучше, чем дальше провода друг от друга. Такое свойство двухпроводной линии излучать и принимать волны называют *антенным эффектом.*

Линия из двух параллельных проводов должна иметь не только хорошую изоляцию проводов друг от друга, но и каждого провода от земли. Кроме того, для сохранения симметричности линии важно, чтобы ее провода были одинаково расположены относительно земли и различных местных предметов.

Волновое сопротивление двухпроводной линии Z_0 зависит от отношения расстояния между центрами проводов b к радиусу провода r. В табл. 1 приведены значения Z_0 воздушной линии для различных отношений $\frac{b}{r}$.

Иногда применяется двухпроводная экранированная линия, у которой антенный эффект отсутствует.

Коаксиальная линия нашла широкое применение на СВЧ. Она состоит из внутреннего провода, вокруг которого располагается внешний провод в виде трубки (фиг. 9).

В гибких кабелях этим проводом является оплетка из медных проводов, иногда покрытая снаружи оболочкой из пластмассы. Между внутренним и внешним проводами находятся изоляторы в виде шайб из высокочастотной керамики или пластмассы. Иногда все внутреннее пространство заполняется гибкой пластмассой.

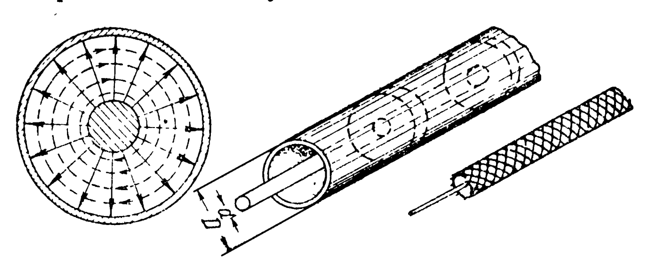
Таблица 1

Волновое сопротивление симметричной двухпроводной линии

$\frac{b}{r}$	Z_0, *ом*	$\frac{b}{r}$	Z_0, *ом*
2,5	110	30	407
3	132	40	442
4	166	50	469
5	193	60	491
6	214	80	525
8	249	100	552
10	276	150	600
15	324	200	635
20	359	300	684
25	385	400	716

Подобная коаксиальная линия является несимметричной. По своему устройству она значительно сложнее и дороже, чем линия из двух параллельных проводов, но зато имеет ряд существенных преимуществ.

Потери энергии в такой линии значительно уменьшены, так как электромагнитное поле находится только внутри линии. На фиг. 9 показаны для коаксиального кабеля электрические силовые линии, идущие радиально, и магнитные силовые линии в виде концентрических окружностей. Внешний провод является экраном, и поэтому коаксиальная линия не излучает



Фиг. 9. Коаксиальная (концентрическая) линия.

и не принимает волны, что уменьшает потери на излучение. Кроме того, диаметр внутреннего провода может быть сделан достаточно большим, а поверхность внешнего провода всегда достаточно велика, что позволяет уменьшить потери на напряжение.

Весьма удобным является то, что ток высокой частоты во внешнем проводе проходит только по его внутренней поверхности. Внешняя поверхность не несет на себе тока и

имеет нулевой потенциал. Ее не требуется изолировать от земли, что облегчает прокладку такой линии.

Волновое сопротивление коаксиальной линии зависит от отношения диаметров $\frac{D}{d}$ обоих проводов. Чем меньше это отношение, тем больше емкость линии и тем меньше волновое сопротивление. Величины Z_0 при различных значениях $\frac{D}{d}$ для воздушной коаксиальной линии можно определить из табл. 2.

Уменьшение Z_0 от наличия изолирующих шайб получается примерно на 15%, а от сплошной изоляции — в 1,5—1,8 раза. В большинстве случаев коаксиальные высокочастотные кабели делаются со стандартным волновым сопротивлением 70 *ом*. Самостоятельное изготовление коаксиального кабеля представляет значительные трудности.

Таблица 2

Волновое сопротивление коаксиальной линии

$\frac{D}{d}$	Z_0, *ом*	$\frac{D}{d}$	Z_0 *ом*
1,5	24,3	8	125
2	41,5	10	138
2,5	55	15	162
3	66	20	180
4	83	25	193
5	96,5	30	204
6	107	40	221

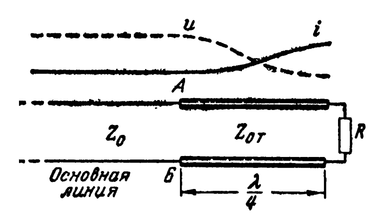
6. ПРИМЕНЕНИЕ ЛИНИЙ

Рассмотрим некоторые важнейшие применения линий в технике СВЧ.

Фидерные линии. Они являются важной частью антенно-фидерных устройств. Фидеры, работающие в режиме стоячих (вернее смешанных) волн, применяются только в случае, если длина фидера сравнительно невелика, например равна $\frac{\lambda}{4}$ или $\frac{\lambda}{2}$. Такие фидеры, в частности, используются для распределения энергии между отдельными элементами сложных направленных антенн. Если же длина фидера значительна, то он должен работать в режиме бегущих волн. Для согласования фидера с антенной применяются специальные устройства, рассматриваемые ниже. Фидерные линии сантиметрового диапазона, как правило, делаются коаксиальные. На дециметровом диапазоне иногда используются двухпроводные симметричные линии.

Согласование линий с нагрузкой. Получение режима бегущих волн в линии, т. е. согласование линии с нагрузкой, осуществляется многими различными методами. Мы рассмотрим два таких способа.

Г. *Четвертьволновый трансформатор.* В качестве согласующего устройства применяется четвертьволновая линия, включенная между главной линией и нагрузкой и работающая как *трансформатор сопротивлений* (фиг. 10).



Фиг. 10. Согласование линии с нагрузкой через четвертьволновый трансформатор.

Предположим, что главная линия имеет волновое сопротивление Z_0, а сопротивление нагрузки $R \neq Z_0$. Входное сопротивление трансформирующей четвертьволновой линии, т. е. сопротивление в точках *А* и *Б*, в этом случае равно:

$$Z_{AБ} = \frac{Z_{0T}^2}{R},$$

где Z_{0T} — волновое сопротивление трансформирующей линии.

Подобрав величину Z_{0T}, можно получить $Z_{AБ} = Z_0$, и тогда в основной линии (слева от точек *А* и *Б*) будет режим бегущих волн, что обеспечит высокий к. п. д. этой линии. В самой трансформирующей линии (справа от точек *А* и *Б*) получается режим смешанных волн. Но так как он будет только в коротком отрезке линии длиной $\frac{\lambda}{4}$, то общий к. п. д. почти не уменьшится. Определение необходимой величины Z_{0T} делается с помощью приведенной выше формулы. Получается следующее выражение:

$$Z_{0T} = \sqrt{Z_0 R}.$$

Например, если $Z_0 = 400$ *ом* и $R = 100$ *ом*, то $Z_{0T} = \sqrt{400 \cdot 100} = 200$ *ом*. Для этого случая на фиг. 10 показаны распределение тока и напряжения вдоль линии. В трансформирующей линии

$$k_{б.в} = \frac{R}{Z_{0T}} = \frac{100}{200} = 0{,}5.$$

Поэтому величины тока и напряжения вдоль этой линии изменяются в 2 раза, так как $k_{б.в} = \frac{U_{мин}}{U_{макс}} = \frac{I_{мин}}{I_{макс}}$. На конце линии отношение напряжения к току равно $\frac{U_{мин}}{I_{макс}} = R = 100$ *ом*. В начале линии напряжение удваивается

и ток становится вдвое меньше, т. е. отношение этих величин будет в 4 раза больше:

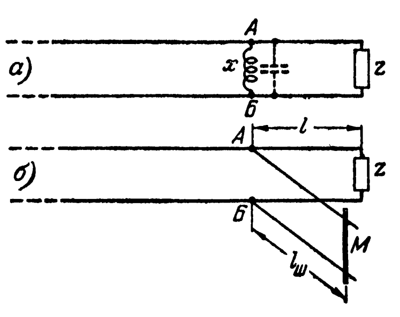
$$\frac{U_{макс}}{I_{мин}} = Z_{АБ} = Z_0 = 400 \text{ ом}.$$

Таким образом, если бы не было согласующего устройства, то в основной линии получился бы $к_{б.в} = \frac{100}{400} = 0{,}25$. Четвертьволновая линия преобразовывает нагрузочное сопротивление 100 *ом* в 400 *ом* и создает в основной линии $к_{б.в} = 1$.

Для получения нужного волнового сопротивления подбирают расстояние между проводами трансформирующей линии b или радиус провода r или и то и другое так, чтобы отношение $\frac{b}{r}$ соответствовало нужному значению $Z_{0Т}$ по табл. 1 (см. стр. 36).

Рассмотренный метод согласования широко распространен и может быть применен не только для двухпроводных, но и для коаксиальных линий, в которых нужная величина $Z_{0Т}$ получается путем подбора отношения радиусов.

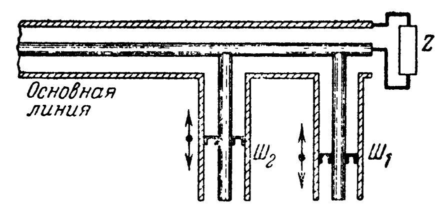
2. *Реактивные шлейфы.* Метод четвертьволнового трансформатора пригоден лишь для чисто активной нагрузки и для одной волны, так как при изменении волны надо менять длину трансформирующей линии, что неудобно. Если же нагрузочное сопротивление имеет реактивную составляющую и если согласование надо получать на разных волнах, то приходится делать более сложные согласующие устройства.



Фиг. 11. Согласование с помощью реактивного шунта (*а*) и с помощью шлейфа Татаринова (*б*).

Представим себе линию, нагруженную на некоторое полное сопротивление Z (фиг. 11). Тогда в линии получится отраженная волна. Однако можно искусственно создать еще одну отраженную волну, равную по амплитуде, но противоположную по фазе первой отраженной волне. Тогда, очевидно, эти две отраженных волны взаимно уничтожатся и в линии будет режим чисто бегущих волн.

Вторую отраженную волну можно получить, если в некоторых точках линии *А* и *Б* включить реактивное сопротивление *x* (индуктивное или емкостное). Необходимая амплитуда и фаза этой второй отраженной волны устанавливаются путем подбора точек *А* и *Б*, т. е. путем изменения расстояния *l*, и регулировкой величины сопротивления *x*. Реактивное, а не какое либо иное сопротивление включается потому, что оно не вызывает потерь энергии, а создает лишь необходимое в данном случае отражение волн.



Фиг. 12. Двухшлейфный согласователь для коаксиальной линии.

Практически вместо переменной индуктивности или емкости параллельно линии включают отрезок короткозамкнутой линии (фиг. 11,*б*), длину которого $l_ш$ можно изменять перемещением мостика *М*. Как мы знаем, такой отрезок имеет реактивное входное сопротивление индуктивного характера при $l_ш < \frac{\lambda}{4}$ и емкостного характера при $l_ш > \frac{\lambda}{4}$. Подобный реактивный шлейф был предложен В. В. Татариновым и получил широкое распространение.

Для сокращения размеров шлейфа его длину $l_ш$ обычно берут меньше $\frac{\lambda}{4}$, т. е. используют шлейф как индуктивное сопротивление. Перемещая мостик *М* и изменяя положение точек *А* и *Б*, добиваются получения в главной линии (слева от точек *А* и *Б*) режима бегущих волн, точнее режима, возможно более близкого к случаю $к_{б.в} = 1$. В самом шлейфе, конечно, будет режим стоячих волн, а в участке линии от точек *А* и *Б* до нагрузки — режим смешанных волн. Для определения величин *l* и $l_ш$ имеются также формулы, но точное согласование всегда устанавливают опытным путем.

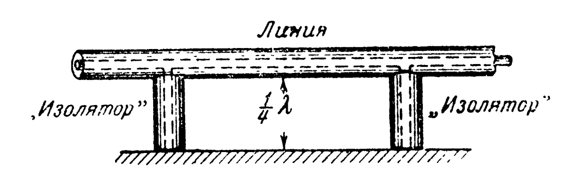
Применение одного такого шлейфа для коаксиальной линии мало пригодно, так как невозможно изменять место подключения шлейфа, что необходимо для получения согласования. Выходом из положения является применение *двухшлейфного согласователя* (фиг. 12). В этом случае в основной линии должно произойти взаимное уничтожение трех волн: отраженных от несогласованной нагрузки, от шлейфа

$Ш_1$ и от шлейфа $Ш_2$. Оказывается, что этого можно добиться подбором длины обоих шлейфов без перемещения места их включения вдоль основной линии. Расстояние между шлейфами берется $\frac{1}{8}\lambda$ или $\frac{3}{8}\lambda$, причем шлейф $Ш_1$ располагается обычно около конца линии.

Подобное устройство может давать согласование на различных волнах в пределах некоторого диапазона. Конечно, для каждой волны необходима новая настройка обоих шлейфов. Для получения возможности подбора согласования в более широком диапазоне иногда применяют даже три шлейфа.

«Металлические изоляторы». С повышением частоты резко возрастают потери в изоляторах из твердого диэлектрика, служащих для крепления внутреннего провода коаксиальной линии. Поэтому на сантиметровых и дециметровых волнах иногда применяют так называемые *«металлические изоляторы»* в виде отрезков короткозамкнутых четвертьволновых линий (фиг. 13). Входное сопротивление таких отрезков очень велико (в идеальном случае равно бесконечности), и поэтому потери в них могут оказаться меньше, чем в диэлектрических изоляторах. Совершенно очевидно, что на более длинных волнах металлические изоляторы неудобны, так как размеры их становятся чересчур большими.

Недостаток металлических изоляторов состоит в том, что они пригодны только для одной частоты. Изменение частоты допустимо лишь в небольших пределах.



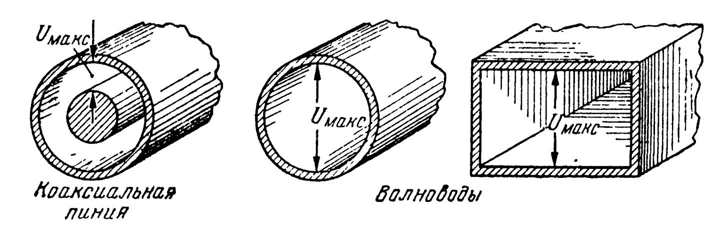
Фиг. 13. Металлические изоляторы для коаксиальной линии.

Линии с длиной в четверть- или полволны широко используются в качестве колебательных контуров главным образом на дециметровом диапазоне. Об этом подробно рассказывается в следующей главе. Иногда такие контуры в виде отрезков линий применяются как фильтры, работающие на некоторой определенной частоте или, вернее, на некоторой узкой полосе частот.

7. НЕДОСТАТКИ ЛИНИЙ НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ И ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ВОЛНОВОДОВ

Хотя коаксиальные линии значительно лучше симметричных двухпроводных линий и поэтому широко применяются на сверхвысоких частотах, все же они обладают некоторыми существенными недостатками, особенно заметными на сантиметровых волнах.

Потери в этих линиях с повышением частоты значительно возрастают, так как поверхность внутреннего провода линии мала, и, кроме того, увеличиваются потери в изоляторах, отделяющих внутренний провод от внешнего. Если же увеличить диаметр внутреннего провода коаксиальной линии, т. е. уменьшить расстояние между ним и внешним про-



Фиг. 14. Наибольшее допустимое напряжение в коаксиальной линии и в волноводах.

водом, то появляется опасность пробоя изоляции, особенно при больших мощностях. Недостатком коаксиальной линии следует также считать сложность ее конструкции.

Все эти недостатки в значительной степени уменьшаются при замене двухпроводной линии волноводом, представляющим собой металлическую трубку круглого или прямоугольного сечения, внутри которой распространяется электромагнитная волна (фиг. 14). Волновод нельзя рассматривать как двухпроводную линию, так как второй провод в нем отсутствует. Металлическая труба волновода, по существу, играет роль экрана, не дающего электромагнитным волнам распространяться в разные стороны и заставляющего их перемещаться только в одном направлении внутри волновода.

По сравнению с коаксиальной линией волновод имеет следующие преимущества. Потери энергии в нем меньше, так как отсутствует внутренний провод и нет никаких изоляторов. Наибольшее напряжение в волноводе получается между диаметрально противоположными точками его внутренней поверхности, если волновод имеет круглое сечение, или меж-

ду противоположными стенками, если его сечение прямоугольное (фиг. 14). Расстояние между этими точками значительно больше, чем расстояние между проводами в коаксиальной линии, и поэтому опасность пробоя при высоких напряжениях значительно меньше. Конструкция у волновода проще, чем у коаксиальной линии.

Однако волноводы имеют свой недостаток, который ограничивает область их применения. В коаксиальной линии (или в симметричной линии из двух проводов) могут распространяться волны любой частоты, а в волноводе возможно распространение только волн, у которых частота выше некоторой определенной величины, называемой *критической частотой* ($f_{кр}$). Иначе говоря, в волноводе могут распространяться только волны, у которых длина короче некоторой *критической длины волны* $\lambda_{кр}$.

Критическая длина волны приблизительно вдвое больше поперечного размера волновода. Так, например, если волновод имеет диаметр 3 *см*, то критическая длина волны будет примерно $\lambda_{кр} = 6$ *см*. Более длинные волны через такой волновод распространяться не могут.

Ясно, что применять волноводы для коротких или метровых волн практически невозможно, так как для этого потребовались бы трубы с поперечными размерами в несколько метров или несколько десятков метров! Даже для дециметровых волн поперечник волновода должен быть порядка десятков сантиметров, что также неудобно. Поэтому волноводы используются только на сантиметровых волнах, для которых поперечные размеры волновода имеют практически удобную величину и конструкция не получается чересчур громоздкой.

Для дальнейшего изучения физических процессов, происходящих в волноводах, мы должны предварительно рассмотреть некоторые основные свойства электромагнитного поля.

8. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Электромагнитное поле представляет собой особый вид материи и является сочетанием двух равноправных взаимосвязанных переменных полей: электрического и магнитного. Основные свойства электромагнитного поля и составляющих его переменных электрического и магнитного полей можно сформулировать следующим образом:

1. Изменение электрического поля всегда вызывает появление переменного магнитного поля и, наоборот, изменение

магнитного поля всегда создает переменное электрическое поле, причем изменения обоих полей совпадают по фазе (в бегущей электромагнитной волне).

2. Электромагнитное поле всегда движется в пространстве со скоростью $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$, где ε и μ — соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, заполняющей данное пространство, а c — скорость распространения электромагнитного поля в безвоздушном (свободном) пространстве, равная $3 \cdot 10^8$ *м/сек*.

3. Электрические и магнитные силовые линии всегда взаимно перпендикулярны.

4. Магнитные силовые линии всегда являются замкнутыми, охватывающими либо проводник с током, либо переменное электрическое поле.

5. Электрические силовые линии всегда либо идут от одного электрического заряда к другому заряду, либо представляют собой замкнутые линии, охватывающие переменное магнитное поле.

6. Магнитные силовые линии у поверхности проводника с током всегда параллельны этой поверхности.

7. Электрические силовые линии не могут итти вдоль поверхности идеального проводника. Они всегда перпендикулярны к этой поверхности.

Это последнее свойство требует некоторого пояснения. Если имеется идеальный проводник, не обладающий сопротивлением, то при прохождении тока в нем не образуется падения напряжения. Все точки этого проводника будут иметь один и тот же потенциал. Значит, вдоль его поверхности электрические силовые линии итти не могут, так как они всегда проходят через точки с разными потенциалами.

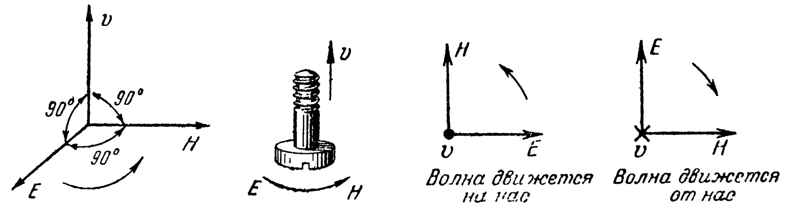
Следует отметить, что два последних свойства определяют структуру электромагнитного поля около поверхности проводника, т. е. на границе между проводником и внешним пространством. Поэтому их называют *граничными условиями*. Электромагнитное поле вблизи поверхности проводника всегда имеет такую структуру, при которой выполняются эти граничные условия.

Электромагнитные волны, распространяющиеся в свободном пространстве или вдоль двухпроводной линии, являются *поперечными* электромагнитными волнами. У них электрические и магнитные силовые линии взаимно перпендикулярны и лежат в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения волны, т. е. в поперечной плоскости.

Иначе можно сказать, что у такой волны направления сил магнитного и электрического полей взаимно перпендикулярны и находятся в плоскости, перпендикулярной к направлению движения волны.

Именно такая поперечная волна распространяется в двухпроводной симметричной или в коаксиальной линии, для которых электрическое и магнитное поля были показаны на фиг. 2 и 9.

Напомним читателю, что сила поля характеризуется величиной *напряженности поля*, являющейся *вектором*. Как известно, векторами называют величины, имеющие не только то или иное числовое значение, но и определенное направление.



Фиг. 15. Взаимное расположение векторов E, H и v в поперечной электромагнитной волне.

Фиг. 16 Другой способ изображения векторов E, H и v.

Принято векторы изображать на чертежах стрелками, причем длина стрелки может показывать числовое значение вектора в каком-либо масштабе, а направление стрелки должно соответствовать направлению действия данного вектора. Вектор напряженности поля в данной точке всегда направлен по касательной к силовой линии, проходящей через эту точку. На фиг. 15 изображены для поперечной волны векторы напряженности электрического поля E, напряженности магнитного поля H и скорости распространения волны v. Взаимное расположение этих трех векторов для поперечной волны всегда подчиняется следующему правилу: если вращать винт или буравчик по кратчайшему расстоянию от E к H, то его поступательное движение покажет направление вектора v (фиг. 15).

В дальнейшем нам будет более удобно изображать векторы E, H и v так, как это сделано на фиг. 16. В плоскости чертежа в виде стрелок изображены только два вектора, например E и H, а третий вектор, перпендикулярный к этой плоскости, показан в виде крестика, если он направлен от нас, или в виде точки, если он направлен на нас.

Не следует забывать, что в электромагнитной волне векторы *E* и *H* в каждой точке пространства непрерывно изменяют свою величину (в простейшем случае по синусоидальному закону). Благодаря распространению волны в некотором направлении *E* и *H* изменяются также и вдоль этого направления.

Остановимся еще на вопросе о мощности электромагнитной волны. Впервые наиболее полно разработал вопрос о мощности потока энергии, движущегося в пространстве, русский ученый Н. А. Умов в 1874 г. Если выражать *E* в вольтах на метр и *H* в амперах на метр, то, перемножая эти величины, мы получим мощность потока электромагнитной энергии, проходящего через 1 $м^2$ поперечного сечения. Величину эту называют *вектором Умова-Пойнтинга* и измеряют в ваттах на квадратный метр. Очевидно, что направление этого вектора совпадает с направлением вектора *v*.

9. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ВОЛНОВОДАХ

Теория распространения радиоволн в волноводах весьма сложна и в данной книге не может быть рассмотрена подробно. Мы изложим лишь основы этой теории, которые хорошо подтверждены экспериментами.

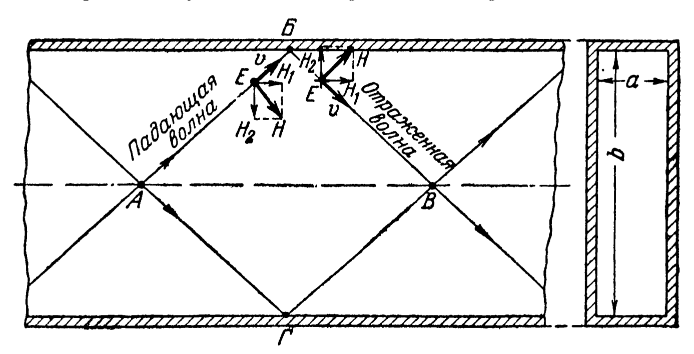
В волноводе поперечная электромагнитная волна распространяться не может. Действительно, магнитное поле существует только внутри волновода, стенки которого являются экраном для переменного электромагнитного поля высокой частоты. Поэтому магнитное поле в волноводе не может охватывать проводник с током, так как нет внутреннего провода, а оно должно охватывать продольное электрическое поле. Но поперечная электромагнитная волна не содержит продольного электрического поля.

Если же предположить, что электрическое поле в волноводе поперечное, то оно должно охватываться замкнутыми магнитными силовыми линиями, которые будут лежать в продольных плоскостях. Однако у поперечной волны не может быть продольного магнитного поля.

Таким образом, очевидно, что поперечная электромагнитная волна не может существовать в волноводе. Теория и опыт показывают, что в волноводах могут распространяться электромагнитные волны многих различных типов. Все эти волны делятся на две группы: 1) *электрические волны,* обозначаемые Е (электрическое поле у них расположено и в поперечном и в продольном направлениях,

а магнитное поле только в поперечной плоскости); 2) *магнитные волны*, обозначаемые Н (магнитное поле их расположено поперек и вдоль волновода, а электрическое поле только в поперечной плоскости) [1].

В волноводах могут распространяться волны Е и Н многих различных типов, причем оказывается, что эти волны представляют собой сумму нескольких поперечных волн, распространяющихся вдоль волновода не прямолинейно, а зигзагообразно путем многократного отражения от стенок



Фиг. 17. Отражение поперечной электромагнитной волны у стенки прямоугольного волновода.

На фиг. 17 для прямоугольного волновода, имеющего стороны поперечного сечения a и b, показаны пути двух поперечных волн, образующих совместно волну типа Н, наиболее часто применяющуюся для передачи энергии по волноводам. Для одной из этих волн на фиг. 17 показано расположение векторов E, H и v около стенки, отражающей волну. Векторы H и v находятся в плоскости чертежа, а вектор E перпендикулярен к ней.

Для дальнейшего рассмотрения нам необходимо знать расположение векторов E и H для падающей и отраженной волн у самой стенки. На фиг. 17 эти векторы условно изображены в некотором удалении от отражающей поверхности.

---

[1] Так как у волн Е магнитное поле является только поперечным, то их иногда иначе называют *поперечно-магнитными* волнами и обозначают ТМ. Волны Н, у которых чисто поперечным является только электрическое поле, иногда называют *поперечно-электрическими* волнами и обозначают ТЕ (Т — символ поперечного действия сил магнитных М и электрических Е). Поперечная электромагнитная волна получает при этом обозначение ТЕМ.

Физический смысл отражения волн от проводника заключается в том, что падающая волна создает в поверхностном слое проводника токи, которые в свою очередь дают излучение новых электромагнитных волн, т. е. отраженных волн. Если проводник идеальный, то возникшие токи совершенно не расходуют энергию на его нагрев. Вся энергия этих токов полностью возвращается обратно в пространство. В этом случае энергия отраженной волны равна энергии падающей волны. Практически каждый проводник не является идеальным, в нем происходит некоторая потеря энергии на нагревание и энергия у отраженной волны всегда несколько меньше, чем у падающей.

При рассмотрении отражения волн стенки волновода можно считать *идеально проводящими.* В действительности, конечно, в стенках получаются некоторые потери энергии, но они незначительны и мало влияют на процесс отражения волн.

Мы уже знаем, что вдоль поверхности идеального проводника электрические силовые линии итти не могут. Значит, вектор E у отражающей стенки волновода должен быть равен нулю, а это возможно только в случае, если у стенки векторы E падающей и отраженной волн равны по величине, но противоположны по направлению, как это и показано на фиг. 17. Тогда сумма этих векторов будет равна нулю. Принято говорить, что условие $E_{пад} = -E_{отр}$ или $E = E_{пад} + E_{отр} = 0$ является *граничным условием* у стенки волновода.

Из фиг. 17 также хорошо видно, что в этом случае у стенки волновода магнитные силовые линии, наоборот, идут только вдоль стенки. Действительно, если разложить вектор H у падающей и отраженной волн на две составляющие: продольную H_1 и перпендикулярную (нормальную) к стенке H_2, как это сделано на фиг. 17, то оказывается, что нормальные составляющие направлены в противоположные стороны и поэтому они взаимно уничтожаются, а продольные составляющие вектора H у стенки имеют одинаковое направление и поэтому они складываются. Таким образом, выполняются граничные условия и для магнитного поля, а именно у стенки волновода имеем $H_{норм} = 0$.

Если бы в точке отражения вектор E не менял свое направление, то тогда в этой точке вдоль поверхности стенки действовало бы электрическое поле с напряженностью $2E$. При этом нормальная составляющая вектора H также полу-

чилась бы удвоенная, т. е. граничные условия не выполнялись бы.

Мы установили, что в данном случае у отражающей стенки волновода напряженность электрического поля равна нулю, а продольная составляющая магнитного поля, наоборот, получается наибольшая.

Такая же картина имеет место и у другой, противоположной стенки волновода. Нетрудно убедиться в том, что у этой стенки направление магнитного поля противоположно тому, какое получилось около первой стенки.

Рассмотрим теперь, что получается вдоль средней продольной плоскости волновода. На фиг. 17 линия *AB* показывает пересечение этой плоскости с плоскостью чертежа. Очевидно, что обе рассматриваемые волны, отражающиеся от противоположных стенок волновода, приходят на эту среднюю плоскость, например в точку *B*, с одинаковой фазой, так как они проходят пути одинаковой длины [1]. Поэтому здесь происходит сложение электрических полей обеих волн и суммарная напряженность поля становится удвоенной. Векторы *H* также складываются, но под углом друг к другу. Проделав сложение этих векторов, можно убедиться в том, что здесь получается наибольшее (удвоенное) значение поперечной составляющей магнитного поля, а продольная его составляющая, наоборот, равна нулю.

Таким образом, в средней продольной плоскости волновода получаются максимумы электрического поля и поперечного магнитного поля, а продольное магнитное поле отсутствует.

Для какой-либо точки, находящейся между стенкой и средней плоскостью, получается что-то среднее между двумя рассмотренными крайними случаями. В такой точке электрическое поле и поперечное магнитное поле будут иметь некоторое среднее значение между нулем и наибольшей величиной. Кроме того, здесь будет также и некоторое продольное магнитное поле.

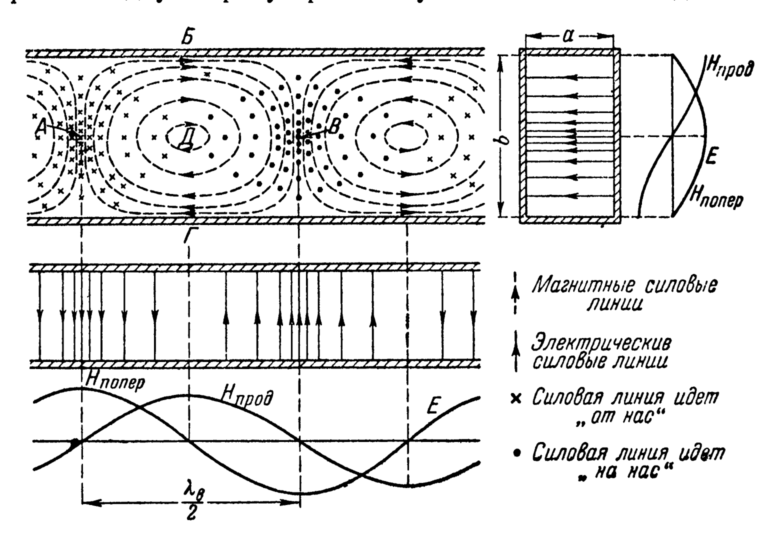
На основании всего сказанного становится ясной картина магнитного и электрического полей в волноводе, изображенная на фиг. 18. Магнитные силовые линии здесь изображены пунктирными, а электрические силовые линии — сплошными линиями.

---

[1] Это справедливо для случая, когда источник, возбуждающий волны в волноводе, расположен симметрично относительно отражающих стенок. Но именно так он и бывает расположен, если в волноводе возбуждается рассматриваемая волна H.

Силовые линии, перпендикулярные к плоскости чертежа, показаны либо точками, если они идут «на нас», либо крестиками, если они идут «от нас».

Так как волна, отраженная от одной стенки, складывается с волной, отраженной от противоположной стенки, то в поперечном направлении волновода всегда получаются стоячие волны. Бегущая волна в поперечном направлении не может распространяться, так как движению энергии все время в одну сторону препятствуют стенки волновода.



Фиг. 18. Структура магнитного и электрического полей в прямоугольном волноводе для волны типа H_{01}.

В поперечном направлении в простейшем случае укладывается одна стоячая полуволна так, что у противоположных стенок могут быть узлы, а в середине — пучность, или наоборот.

В направлении же вдоль волновода может получаться различный режим. Если на конце волновода отражение отсутствует, то в нем будет бегущая волна. Полное отражение энергии, например в случае, если конец волновода закрыт металлической стенкой, дает режим стоячих волн. При частичном отражении имеют место смешанные волны.

Для изображенной на фиг. 18 волны типа H в точках *А* и *В* получается максимум поперечной составляющей магнитного поля, а в точках *Б* и *Г* — максимум его продольной составляющей. Расстояние *АВ* равно половине длины

волны. В точке *Д* напряженность поля равна нулю. У следующей (соседней) полуволны магнитного поля все повторяется, но только магнитные силовые линии идут в противоположном направлении.

В случае бегущей волны вся нарисованная картина поля движется с некоторой скоростью вдоль волновода, так что фиг. 18 следует рассматривать как мгновенный фотоснимок поля, справедливый только для одного момента времени.

Распределение магнитного поля вдоль волновода для этого момента времени показывают графики, изображенные на той же фиг. 18. Один из них показывает распределение поперечной составляющей $H_{попер}$, а другой — продольной составляющей $H_{прод}$. При этом следует помнить, что поперечная составляющая получается наибольшей на средней плоскости волновода (на линии *АВ*) и по мере приближения к стенкам постепенно уменьшается до нуля, а продольная составляющая, наоборот, имеет наибольшее значение у стенок и по мере приближения к средней плоскости волновода уменьшается до нуля.

Из фиг. 18 видно, что продольная и поперечная составляющие магнитного поля распределены вдоль волновода со сдвигом в четверть длины волны.

На той же фиг. 18 даны кривые, показывающие изменение $H_{прод}$ и $H_{попер}$ вдоль стороны *b* поперечного сечения волновода. Эти кривые соответствуют стоячим волнам магнитного поля в поперечном направлении, причем $H_{прод}$ имеет пучности у стенок и узел посередине, а $H_{попер}$—наоборот.

Необходимо отметить, что картина поля, показанная с помощью некоторого количества силовых линий, является весьма грубой. Силовые линии, конечно, отображают в какой-то степени реально существующее поле, но чем оно сложнее, тем более неточным становится данный метод. Изображение поля силовыми линиями не вскрывает тонкой структуры поля. Это особенно чувствуется при рассмотрении таких сложных полей, какие имеются в волноводах. Однако в нашем распоряжении нет другого более совершенного метода изображения структуры электрического или магнитного поля, и мы вынуждены прибегать к довольно неточным картинкам, нарисованным с помощью силовых линий.

Займемся теперь электрическим полем волны Н.

Его структура проще, так как оно имеет только поперечную составляющую. На фиг. 18 показано распределение

электрического поля в поперечном направлении, а также приведена кривая, изображающая изменение напряженности поля E по этому направлению. Как видно, в поперечном направлении вдоль размера b укладывается одна стоячая полуволна электрического поля, причем в середине волновода получается пучность, а у стенок — узлы. Таким образом, вдоль стороны b распределение электрического поля совпадает с распределением поперечной составляющей магнитного поля (фиг. 18). Не следует при этом забывать, что векторы E и $H_{попер}$ взаимно перпендикулярны.

В направлении вдоль волновода электрическое поле распределено так, как изображено на фиг. 18. Соответствующая кривая показывает, что в этом направлении закон распределения электрического поля также совпадает с распределением поперечной составляющей магнитного поля, т. е. максимум электрического поля получается там, где имеется максимум поперечного магнитного поля.

Такая структура поля характерна для бегущей волны, у которой, как мы знаем, колебания электрического и магнитного полей совпадают по фазе. Для стоячей волны между этими колебаниями существует сдвиг фаз на 90°, и тогда максимум электрического поля будет сдвинут на четверть волны относительно максимума магнитного поля.

В случае бегущей волны наибольшее количество электрических силовых линий имеется там, где находится наиболее сильное магнитное поле, а в случае стоячей волны, наоборот, максимум электрического поля находится там, где магнитное поле наиболее слабое.

10. ТИПЫ ВОЛН В ВОЛНОВОДАХ

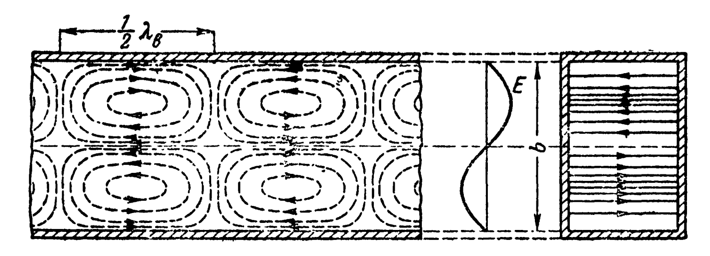
Мы изучили довольно подробно структуру электромагнитного поля в прямоугольном волноводе для основной волны типа H, наиболее часто применяющейся для передачи энергии СВЧ по такому волноводу. Однако помимо этой волны существуют еще и многие другие типы волн.

Рассмотрим сначала волны в прямоугольных волноводах.

Для классификации этих волн принята следующая система. Около обозначения волны ставится индекс из двух цифр, показывающих соответственно число стоячих полуволн вдоль меньшей и большей сторон поперечного сечения. При такой классификации рассмотренная основная волна типа H должна обозначаться H_{01} (или TE_{01}), так как для этой волны вдоль стороны a поперечного сечения волновода

стоячей волны нет, а вдоль стороны b распределена одна стоячая полуволна.

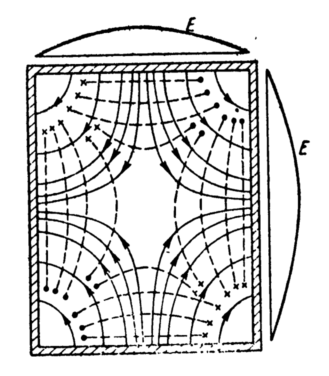
В прямоугольном волноводе могут также распространяться волны, подобные волне H_{01}, но имеющие более сложное поле, в котором вдоль одной стороны сечения распределено две, три или больше стоячих полуволн. Эти волны называют волнами высших порядков.



Фиг. 19. Магнитное поле в продольном сечении и электрическое поле в поперечном сечении прямоугольного волновода для волны типа H_{02}.

В качестве примера на фиг. 19 показано электрическое поле в поперечном сечении волновода и магнитное поле в продольном сечении для волны типа H_{02}. Нетрудно видеть, что структура поля здесь представляет собой как бы удвоенную картину поля волны H_{01}.

Подобно волне H_{02} могут быть возбуждены волны типа H_{03}, H_{04} и т. д. Очевидно, что возможны также волны типа H_{10}, H_{20}, H_{30} и т. д., у которых стоячая волна распределена вдоль меньшей стороны сечения. Структура поля этих волн не имеет каких-либо особенностей по сравнению с предыдущими случаями.



Фиг. 20. Структура поля в поперечном сечении прямоугольного волновода для волны типа H_{11}.

Значительное изменение поля получается у волн H, имеющих стоячие волны вдоль обеих сторон сечения. Примером такой волны может служить волна типа H_{11} (или TE_{11}), для которой на фиг. 20 изображена структура поля в поперечном сечении. Как обычно, сплошными линиями показано электрическое поле, а пунктир изо-

бражает замкнутые магнитные силовые линии, охватывающие потоки электрических силовых линий. При таком изображении нам могут быть видны лишь некоторые участки магнитных силовых линий, и поэтому на концах пунктирных линий стоят крестики и точки, показывающие, что магнитная силовая линия уходит «от нас» или идет «на нас».

Наличие у волны H_{11} стоячих волн вдоль обеих сторон сечения свидетельствует о том, что отражение энергии в данном случае происходит от всех четырех стенок волновода. Таким образом, волна H_{11} может быть представлена в виде суммы четырех поперечных электромагнитных волн, попарно отражающихся от противоположных стенок.

Существуют также волны высших порядков, подобные волне H_{11}. Картины поля для этих волн представляют собой повторение (несколько раз) поля волны H_{11}. Если повторить поле волны H_{11} два, три, четыре и большее число раз вдоль одной стороны сечения, то получатся картины полей H_{12}, H_{13}, H_{14} и т. д., если же поле волны H_{11} будет повторяться и вдоль другой стороны, то получатся картины полей еще более сложных волн, например типа H_{22}, H_{23} и т. д.

Однако волны высших порядков не имеют практического применения, так как ведут к увеличению сечения волновода и потерь по сравнению с простейшими волнами, и поэтому мы даем лишь краткое понятие о них.

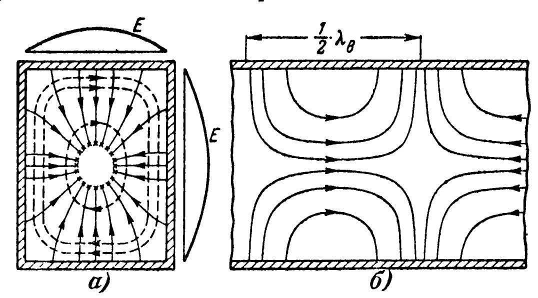
Следует иметь в виду, что, как правило, волны высших порядков можно получить только при специальном устройстве возбуждающих элементов (об этих элементах рассказано ниже). Однако иногда волны высших порядков возникают как дополнительные паразитные волны при передаче энергии по волноводу какой-либо основной волной, например H_{01}. Такие паразитные волны приводят к некоторым нежелательным явлениям и поэтому их стараются подавить.

До сих пор мы рассматривали поперечно-электрические волны, иначе называемые магнитными. Перейдем теперь к изучению электрических волн типа E, называемых иначе поперечно-магнитными или волнами типа TM, которые также имеют много различных видов.

Волна типа E_{01} или E_{10} не может существовать в прямоугольных волноводах. Наиболее простой является волна E_{11} (или TM_{11}), для которой структура поля изображена на фиг. 21. В этой волне магнитные силовые линии представляют собой замкнутые петли, расположенные в плоскости поперечного сечения, а электрические силовые линии начинаются и кончаются на одной и той же стенке волновода.

Их хорошо видно на фиг. 21,*б*, показывающей продольный разрез волновода; на фиг. 21,*а* электрические силовые линии видны лишь частично. Они идут от стенок и уходят в глубь волновода, что показывают крестики на «оборванных» концах этих линий.

Картины полей волн E высшего порядка получаются путем повторения несколько раз картины поля волны E_{11}. Если повторить фиг. 21 дважды, то мы получим поле волны типа E_{12}. Очевидно, можно повторить поле волны E_{11} три, четыре и более раз вдоль одной стороны сечения или вдоль обеих



Фиг. 21. Распределение поля для волн типа E_{11} в прямоугольном волноводе.

сторон. Соответственно этому получаются волны высших порядков типа E_{13}, E_{14}, E_{22}, E_{23} и т. д.

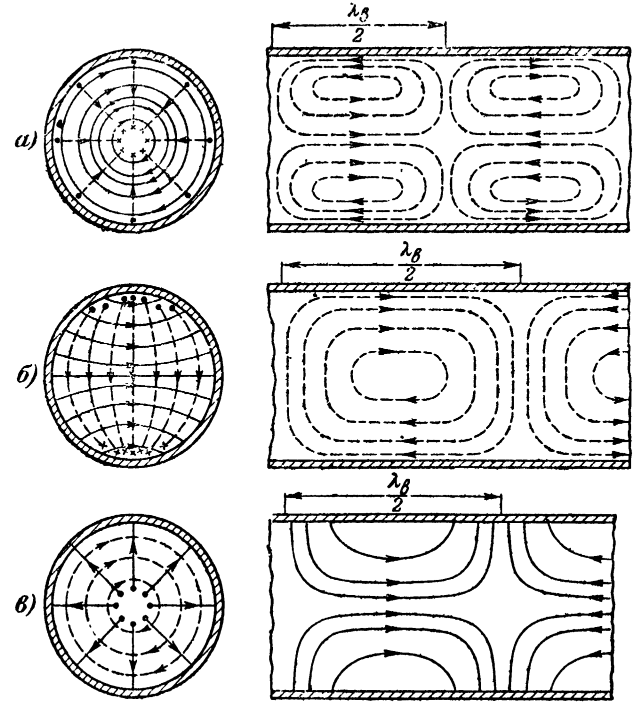
Помимо прямоугольных волноводов широко применяются круглые волноводы. Возможны и другие формы сечения волновода, но они встречаются редко.

В круглых волноводах также могут возбуждаться основные волны наиболее низкого порядка и волны высших порядков, но последние не имеют широкого практического применения, и поэтому мы их рассматривать не будем, а приведем лишь картины электромагнитных полей для нескольких основных волн.

Для классификации волн в круглых волноводах к обозначению волны также прибавляют две цифры в виде индексов. Первая цифра показывает число стоячих полуволн вдоль полуокружности, а вторая цифра соответствует числу стоячих полуволн вдоль радиуса.

Надо отметить, что структура поля в круглых волноводах получается более сложной, чем в прямоугольных, так как отражение волн происходит не от плоских, а от цилиндрических стенок. Вследствие этого для некоторых типов волн вдоль радиуса может укладываться не целое число

стоячих полуволн, что несколько затрудняет классификацию. Однако принято это нецелое число округлять до целого. Так, например, если вдоль радиуса укладывается не целая полуволна, а некоторая ее доля, то вторая цифра индекса ставится все же 1. Таким образом, приведенная



Фиг. 22. Распределение полей для волн различных типов в круглом волноводе.

а — H_{01}; *б* — H_{11}; *в* — E_{01}.

классификация в отношении второй цифры индекса является приближенной. Существует более точная классификация волн, но ее принципы не могут быть изложены в данной книге.

Примеры полей в круглых волноводах приведены на фиг. 22.

У волны H_{01} (фиг. 22,*а*) электрические силовые линии представляют собой концентрические окружности, расположенные в поперечных плоскостях, а магнитные силовые линии в виде замкнутых петель вытянуты попарно вдоль волновода.

Наиболее часто применяется волна типа H_{11} (фиг. 22,*б*), которая сходна с волной H_{01} в прямоугольном волноводе.

Изображенная на фиг. 22,*в* волна типа E_{01} напоминает волну E_{11} в прямоугольном волноводе. В этом случае магнитные силовые линии расположены в поперечных плоскостях в виде концентрических окружностей.

На практике для передачи энергии СВЧ по прямоугольному волноводу применяют почти всегда волну типа H_{01}, а для передачи по круглому волноводу — волну типа H_{11}.

11. СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ И ДЛИНА ВОЛНЫ В ВОЛНОВОДЕ

При распространении электромагнитных волн любых типов и в любых условиях частота f, как правило, всегда остается постоянной. Изменение (преобразование) частоты может происходить только в каких-либо нелинейных системах, которые мы в данном случае не рассматриваем. Что же касается скорости распространения волны v и длины волны λ, связанных с частотой известным соотношением $\lambda = \frac{v}{f}$, то они могут изменяться в зависимости от условий распространения. Из приведенного соотношения видно, что при постоянной частоте длина волны пропорциональна скорости. Таким образом, длина волны изменяется точно так же, как и скорость распространения.

Мы знаем, что в свободном безвоздушном пространстве поперечные электромагнитные волны распространяются со скоростью света $c = 3 \cdot 10^8$ *м/сек*. Скорость электромагнитных волн в обычном неионизированном воздухе можно считать равной той же величине, но в волноводах скорость распространения волн изменяется вследствие того, что волны распространяются не свободно. Только для тех поперечных волн, которые, многократно отражаясь от стенок и складываясь друг с другом, образуют волну типа H или E, сохраняется значение скорости c; для самих волн H или E понятия скорости и соответственно длины волны усложняются и приходится говорить о нескольких различных значениях этих величин.

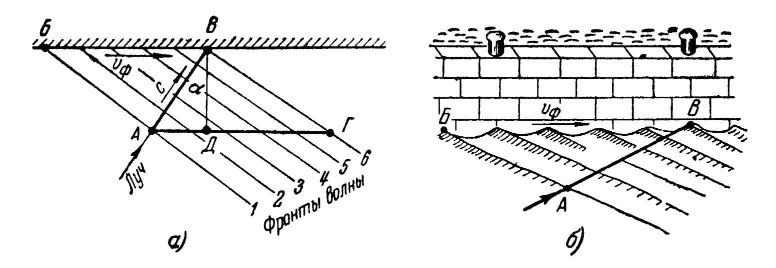
Для их изучения введем некоторые понятия из теории распространения волн.

Будем называть направление движения волны поперечного типа *лучом*.

Это понятие широко применяется в области световых явлений, но полезно и при изучении радиоволн. Назовем

также *фронтом волны* поверхность, перпендикулярную к лучам волны и обладающую тем свойством, что во всех ее точках фазы колебаний одинаковы. Такую поверхность можно было бы назвать *равнофазовой* или *эквифазовой* поверхностью, но общепринятым является название фронт волны.

Как правило, фронт волны является криволинейной поверхностью. Например, если источник волн имеет малые размеры по сравнению с длиной волны, то его можно с некоторым приближением считать точечным и тогда излучаемые им волны будут сферическими (шаровыми). В этом случае луч является радиусом, а фронт волны — шаровой



Фиг. 23. Различные скорости волны в волноводе.

поверхностью (или частью ее). Но при рассмотрении фронта такой волны на значительном удалении от источника мы можем приближенно считать фронт плоскостью и ввести понятие о плоских волнах. Изучая распространение электромагнитных волн в волноводах, поперечные волны, отражающиеся от стенок, принято считать плоскими, что значительно упрощает все рассуждения.

На фиг. 23,*а* цифрами *1*, *2*, *3* и т. д. обозначено несколько последовательных положений фронта поперечной волны, падающей на отражающую стенку волновода (само собой разумеется, что фронт волны в данном случае является плоскостью, перпендикулярной чертежу, а не линией, как мы его вынуждены изображать). Прямая *АВ* показывает один из лучей этой волны. Скорость распространения поперечной волны вдоль луча равна $c = 3 \cdot 10^8$ *м/сек*. Однако нетрудно убедиться в том, что волновой процесс распространяется с большей скоростью.

Действительно, пусть рассматриваемый нами движущийся фронт волны соответствует, например, амплитудной фазе. Тогда для положения волны, обозначенного цифрой *1*, у

стенки волновода амплитудная фаза будет в точке *Б*. Если за некоторый промежуток времени *t* волна переместилась вдоль луча на расстояние *АВ*, т. е. фронт волны перешел в положение *б*, то вдоль стенки амплитудная фаза волны за тот же промежуток времени переместится на расстояние *БВ*, которое значительно больше, чем путь *АВ*.

Таким образом, действительно вдоль стенки та или иная определенная фаза волны, например амплитудная или нулевая, или какая-либо промежуточная, движется со скоростью большей, чем скорость *с*. Очевидно, что то же самое можно сказать о распространении данной фазы волны вдоль любой другой прямой линии, параллельной стенке волновода, например вдоль линии *АГ*, т. е. вообще вдоль волновода.

Эта скорость, с которой вдоль волновода распространяется данная фаза волны, называется *фазовой скоростью* ($v_ф$). Она всегда получается больше скорости распространения волны в свободном пространстве ($v_ф > c$).

Для пояснения фазовой скорости на фиг. 23,*б* изображены морские волны, приходящие в направлении *АВ* под некоторым углом к набережной. Здесь гребни волн играют роль фронта волны с амплитудной фазой, а направление *АВ*, взятое под прямым углом к гребням волн, является „лучом". Если наблюдать со стороны моря, то мы увидим, что за время перемещения волны от *А* до *В* ее гребень пройдет вдоль стенки расстояние *БВ*, которое больше, чем *АВ*. Этот пример хорошо показывает, что скорость распространения гребня волны вдоль стенки набережной, т. е. фазовая скорость, больше, чем скорость перемещения самой волны вдоль луча *АВ*.

Нетрудно сообразить, что с уменьшением угла падения волны α, т. е. по мере приближения луча волны к направлению, перпендикулярному стенке, разница между расстояниями *БВ* и *АВ* становится все больше и больше, а следовательно, фазовая скорость растет. Если бы поперечная волна могла двигаться вдоль волновода, то отрезки *АВ* и *БВ* были бы равны и тогда оказались бы равны и скорости $v_ф$ и *с*.

Вследствие того, что фазовая скорость волны больше скорости *с*, длина волны $\lambda_в$, измеренная в направлении вдоль волновода и называемая *длиной волны в волноводе*, получается соответственно больше, чем длина волны λ в свободном пространстве, так как $\lambda_в = \frac{v_ф}{f}$ и $\lambda = \frac{c}{f}$, а $v_ф > c$.

Показанная на фиг. 18—22, изображавших поля в волноводе, половина длины волны именно является половиной длины волны в волноводе $\frac{1}{2}\lambda_в$.

Фазовая скорость, однако, не является скоростью, с которой перемещается энергия вдоль волновода. Действительно, ведь энергия, которую несет с собой волна, перемещается вдоль луча, т. е. вдоль прямой *АВ*, расположенной под углом к оси волновода (фиг. 23,*а*). Поэтому, когда волна проходит вдоль своего луча расстояние *АВ* или, иначе говоря, ее энергия перемещается из точки *А* в точку *В*, то вдоль волновода энергия перемещается только на расстояние *АД* и, значит, скорость распространения энергии вдоль волновода, называемая *групповой скоростью* $v_{гр}$, получается меньше, чем c.

Подобный результат можно было предвидеть, так как волны движутся зигзагообразно и поэтому скорость их перемещения вдоль волновода должна быть пониженной.

Чем меньше угол падения волны α, тем больше зигзагов вынуждена делать волна и тем меньше величина $v_{гр}$.

Из рассмотрения фиг. 23 возможно вывести следующую зависимость между тремя скоростями:

$$v_ф \cdot v_{гр} = c^2, \text{ или } \frac{v_ф}{c} = \frac{c}{v_{гр}},$$

т. е. фазовая скорость во столько раз больше скорости c, во сколько раз групповая скорость меньше, чем c.

Если бы поперечная волна могла двигаться вдоль оси волновода без отражений от стенок, то все эти скорости были бы равны друг другу и вообще не требовалось вводить понятия о фазовой и групповой скоростях. Но, как мы знаем, поперечная электромагнитная волна не может распространяться вдоль волновода.

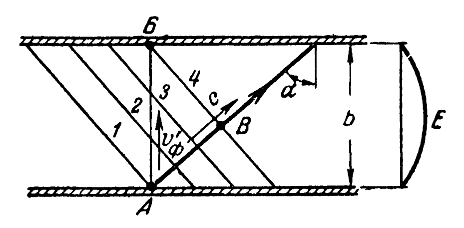
В заключение выясним еще весьма важное понятие о *критической длине волны* $\lambda_{кр}$ или *критической частоте* $f_{кр}$, о которых упоминалось при сравнении волноводов с двухпроводными линиями.

Наиболее просто можно рассмотреть критическую волну для случая распространения волны типа H_{01} в прямоугольном волноводе.

Как известно, в направлении поперечного размера такого волновода всегда получается режим стоячих волн, причем

для волны H_{01} в этом направлении укладывается одна стоячая полуволна (фиг. 18).

В отношении этой стоячей полуволны можно повторить рассуждения, совершенно аналогичные тем, которые были приведены выше для фазовой скорости и длины волны в волноводе. Обратимся для этого к фиг. 24. На ней изображен луч поперечной электромагнитной волны, идущий от точки *А* в направлении *АВ*, и цифрами *1*, *2*, *3*, *4* обозначены положения фронта волны для нескольких моментов времени на протяжении одного полупериода. За этот промежуток времени фронт волны перемещается вдоль луча со скоростью *с* на расстояние *АВ*, но в направлении поперек волновода фронт волны пройдет расстояние $АБ = b$, которое больше *АВ*. Поэтому фазовая скорость волны в поперечном направлении $v'_ф$ больше, чем скорость *с*. Соответственно и длина волны в этом направлении $\lambda'_в = \frac{v'_ф}{f}$ получается больше, чем длина волны, рассчитанная вдоль луча, т. е. обычная длина поперечной электромагнитной волны в воздухе $\lambda = \frac{c}{f}$.



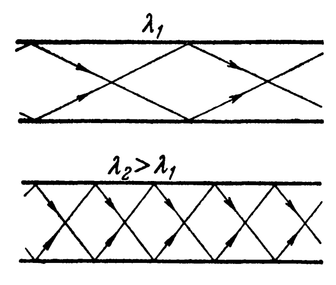
Фиг. 24. Образование стоячей волны в поперечном направлении.

Следует иметь в виду, что одновременно с волной, идущей от точки *А*, вторая такая же волна идет от точки *Б* и для нее можно повторить все сказанное выше (на фиг. 24 эта волна, луч которой будет пересекаться с лучом *АВ*, не показана, чтобы не усложнять чертеж). Таким образом, вдоль поперечного размера *АБ* навстречу друг другу движутся с фазовой скоростью $v'_ф$ две волны. Именно в результате сложения этих двух волн образуются стоячие волны.

В волноводе должны выполняться граничные условия: у стенок волновода должны быть узлы напряженности электрического поля *Е*, т. е. между точками *А* и *Б* всегда располагается стоячая полуволна $\frac{1}{2}\lambda'_в$.

Если уменьшать частоту *f* волн, распространяющихся в волноводе, то длина волны соответственно возрастет

и увеличится расстояние AB, которое равно $\frac{\lambda}{2}$. Так как расстояние $AБ = b = \frac{\lambda_в'}{2}$ остается постоянным, то при удлинении волны точка $В$ будет приближаться к точке $Б$. Иначе говоря, угол падения и отражения волны α будет уменьшаться. Поэтому более длинные волны распространяются в волноводе с бо̀льшим количеством отражений и зигзагов. На фиг. 25 показаны пути поперечной электромагнитной волны в одном и том же волноводе при разной длине волны.



Фиг. 25. Пути волн различной длины в волноводе.

Очевидно, невозможно удлинять волну беспредельно. Для некоторой наиболее длинной волны точка $В$ совместится с точкой $Б$ (фиг. 24) и тогда распространение энергии вдоль волновода прекратится. Эта волна и называется критической волной. Длина критической волны определяется очень просто, так как для нее $AB = AБ$ или $\frac{\lambda_{кр}}{2} = b$, откуда $\lambda_{кр} = 2\ b$ и соответственно

$$f_{кр\,(мггц)} = \frac{c}{\lambda_{кр}} = \frac{3 \cdot 10^4}{\lambda_{кр\,(см)}} = \frac{15 \cdot 10^3}{b_{(см)}}.$$

Очевидно, что вдоль волновода не могут распространяться и волны, более длинные, чем критическая, так как для них не выполняются граничные условия. Практически и волны, немного более короткие, чем критическая волна, также не применяются для передачи энергии, так как из-за большого числа отражений от стенок энергия этих волн затухает уже на сравнительно близком расстоянии от начала волновода.

Мы установили, что в прямоугольном волноводе могут распространяться только такие волны H_{01}, длина которых меньше двойного значения поперечного размера волновода. Для волн другого типа значения $\lambda_{кр}$ получаются иными. Например, для волны типа H_{02}, очевидно, $\lambda_{кр} = b$, так как вдоль стороны b поперечного сечения волновода в этом случае укладываются две стоячие полуволны, т. е. целая волна. Таким образом, для данного волновода критическая длина

волны H_{02} получается вдвое короче, чем волны H_{01}. Иначе говоря, если мы хотим передавать по волноводу электромагнитную энергию с частотой f, которой соответствует длина волны λ, то при передаче волной типа H_{01} поперечный размер волновода b необходимо иметь больше $\frac{\lambda}{2}$, а в случае применения волны H_{02} должно быть $b > \lambda$. Для волн более высокого порядка поперечные размеры становятся еще бо́льшими. Поэтому волны высших порядков практически не применяют.

Что же касается основных типов волн, то для прямоугольного волновода наиболее длинной оказывается критическая волна типа H_{01} и, следовательно, для волны этого типа поперечные размеры волновода получаются наименьшими. Волны H_{01} оказываются с этой точки зрения наиболее удобными для передачи энергии по прямоугольному волноводу.

В круглых волноводах применение волн высших порядков невыгодно по тем же соображениям, а при использовании основных волн диаметр волновода D получается наименьшим в случае волны типа H_{11} (фиг. 22,*б*), для которой критическая волна определяется равенством $\lambda_{кр} = 1{,}7D$.

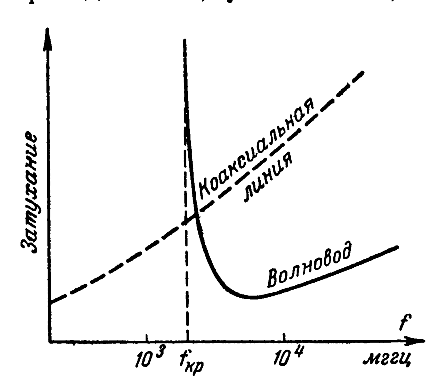
12. ЗАТУХАНИЕ ВОЛН В ВОЛНОВОДАХ

Вдоль волновода всегда наблюдается некоторое затухание волны, т. е. ее энергия постепенно уменьшается. Затухание объясняется тем, что на внутренней поверхности стенок волновода создаются токи, которые расходуют часть своей энергии на нагрев металла. Потери энергии отсутствовали бы только в случае стенок из идеального проводника.

Токи в том или ином месте стенки волновода всегда направлены перпендикулярно к магнитным силовым линиям, проходящим у поверхности стенки. В случае волн типа Е, когда магнитные силовые линии располагаются только в поперечных плоскостях, в стенках имеются лишь продольные токи; в случае же волн типа Н в стенках будут и продольные, и поперечные токи. Исключение составляет волна типа H_{01} в круглом волноводе, для которой характерно отсутствие продольных токов.

Наибольшее значение токи в стенках имеют там, где магнитное поле наиболее сильное. Так как для разных типов волн структура поля неодинакова, то различными получаются и токи в стенках. Поэтому и затухание также не будет одно и то же для того или иного типа волн.

Для всех типов волн при приближении частоты к критическому значению наблюдается возрастание затухания, что объясняется увеличением числа отражений волн от стенок. Когда частота близка к критической, затухание становится очень большим, и для $f = f_{кр}$ затухание бесконечно велико. Это означает, что критическая волна вообще не проходит вдоль волновода. Однако при значительном повышении частоты затухание также возрастает за счет того, что толщина поверхностного слоя, в котором проходят токи, уменьшается, а значит, его сопротивление увеличивается. Отсюда следует, что на некоторой средней наивыгоднейшей частоте затухание имеет наименьшую величину.



Фиг. 26. Зависимость затухания от частоты для волновода и для коаксиальной линии.

На фиг. 26 показана примерная кривая зависимости затухания в волноводе от частоты (характеристика затухания) и пунктиром дана та же зависимость для коаксиальной линии с таким же внешним диаметром, как у волновода. Из сравнения этих кривых хорошо видны преимущество волновода для передачи энергии СВЧ и его непригодность для такой передачи на частотах, меньших $f_{кр}$ или близких к ней.

Конечно, для разных типов волн и разных конструкций волноводов получаются различные характеристики затухания с различными значениями $f_{кр}$ и минимального затухания. Особый интерес в этом отношении представляет волна H_{01} в круглом волноводе, для которой с повышением частоты затухание все время уменьшается, что является единственным исключением.

13. ОСНОВНЫЕ РЕЖИМЫ РАБОТЫ ВОЛНОВОДОВ

Так же как и в двухпроводных линиях, в волноводах могут наблюдаться *бегущие*, *стоячие* и *смешанные* волны в зависимости от наличия большего или меньшего отражения на конце волновода. Режим работы характеризуется коэффициентом бегущей волны, который равен $K_{б.в} =$

$=\frac{E_{мин}}{E_{макс}}$, где $E_{мин}$ и $E_{макс}$ — наименьшая и наибольшая величины действующего значения напряженности электрического поля, измеренные при перемещении вдоль волновода какого-либо индикатора поля.

Если в конце волновода безвозвратно расходуется вся энергия бегущей волны, то в волноводе получается режим чисто *бегущих* волн. Действующее значение напряженности электрического поля в различных точках вдоль волновода тогда будет неизменно и $\kappa_{б.в}=1$.

Режим бегущих волн наиболее выгоден для передачи энергии, так как при нем потери в волноводе будут наименьшими.

Этот режим желателен во многих случаях. Например, в передающих устройствах сантиметрового диапазона волновод выполняет роль соединительной линии между генератором и антенной, и для получения в таком волноводе бегущей волны антенна должна поглощать полностью энергию, передаваемую по волноводу. Принято говорить, что антенна, как нагрузка, должна быть *согласована* с волноводом.

При проведении многих измерений и испытаний на сантиметровых волнах также бывает необходим режим бегущей волны в волноводе. Для его получения в конце волновода помещают так называемую *поглощающую* или *оконечную нагрузку*. Она представляет собой проводник со значительным сопротивлением, занимающим некоторый объем или нанесенным в виде поверхностного слоя на пластинку диэлектрика. В качестве проводникового материала используют уголь (графит) или смесь угля с другими веществами. Иногда для значительных мощностей применяют водяные нагрузочные сопротивления. Форму нагрузки и ее расположение подбирают в соответствии со структурой поля передаваемой волны так, чтобы вся энергия по возможности поглощалась полностью.

Если на конце волновода волна полностью отражается, то устанавливается режим *стоячих* волн. Такое полное отражение можно, например, получить, закрыв конец волновода металлической, хорошо проводящей крышкой.

Режим стоячих волн, как правило, не применяется для передачи энергии, но используется при различных измерениях. Например, он наиболее удобен для измерения длины волны в волноводе, так как в стоячей волне электрического поля напряженность поля E в узле равна нулю. Резкое

уменьшение величины E до нуля дает возможность точно установить местоположение двух соседних узлов, расстояние между которыми равно половине длины волны в волноводе.

Режим *смешанных* волн получается тогда, когда на конце волновода энергия поглощается лишь частично. Строго говоря, всегда наблюдается именно этот режим, так как практически невозможно получить чисто бегущую или чисто стоячую волну. Особенно трудно осуществить режим, близкий к бегущей волне. Принято считать, что нагрузка хорошо согласована с волноводом, если $к_{б.в}$ получается не меньше 0,8. Во многих случаях даже довольствуются значением $к_{б.в}$ от 0,5 и выше.

Режимы работы волновода с различными нагрузками имеют полное сходство с такими же режимами для двухпроводной линии (фиг. 8). В частности, случай, когда конец волновода закрыт, аналогичен короткозамкнутой линии. Однако режим, сходный с режимом разомкнутой линии, получить в волноводе нельзя. Действительно, если конец волновода оставить открытым, то волна будет частично отражаться, а частично излучаться в пространство, и поэтому в волноводе получится режим смешанных волн.

14. СВЯЗЬ ВОЛНОВОДОВ С ДРУГИМИ ЦЕПЯМИ

Устройства, связывающие волноводы с другими цепями, служат для возбуждения волн в волноводе или для отбора энергии волн из волновода. Любое устройство, дающее возбуждение волн, может быть использовано и для приема волн. Поэтому мы рассмотрим эти устройства с точки зрения их применения для возбуждения волн.

Существует три основных вида связи с волноводом: *электрическая, магнитная и дифракционная.*

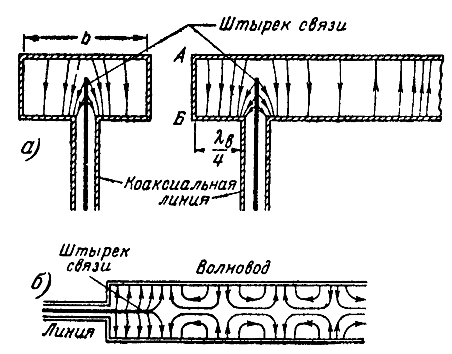
Электрическая связь осуществляется с помощью металлического проводника, называемого обычно *штырьком* (или зондом) и установленного внутри волновода вдоль электрических силовых линий в том месте, где электрическое поле наиболее сильное. Обычно такой штырек является продолжением внутреннего провода коаксиальной линии, подводящей энергию к волноводу. Если учесть, что размеры штырька соизмеримы с длиной волны, то становится ясно, что штырек работает как хорошая антенна.

На фиг. 27,*а* показано расположение штырька в прямоугольном волноводе для возбуждения волны типа H_{01}. Как

видно, штырек располагается в пучности электрического поля, т. е. посередине стенки волновода, имеющей ширину b, и на расстоянии $\frac{\lambda_в}{4}$ от закрытого конца волновода, служащего для отражения волн.

Этот короткозамкнутый участок волновода длиной $\frac{1}{4}\lambda_в$ подобно четвертьволновой короткозамкнутой линии имеет входное сопротивление, близкое к бесконечности, и поэтому практически не влияет на режим работы подводящей линии.

Если в волноводе создан режим бегущей волны путем применения на конце волновода согласованной нагрузки, то энергия, доставляемая штырьку по коаксиальной линии, расходуется безвозвратно и, следовательно, штырек представляет чисто активную нагрузку для линии. Для лучшего согласования линии с волноводом стенку *АБ* делают в виде подвижного поршня. Кроме того, и в самой линии применяют согласующие устройства.



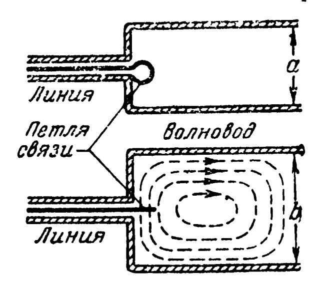
Фиг. 27. Электрическая связь коаксиальной линии с волноводом для волны H_{01} (*а*) и E_{01} (*б*).

Чем больше длина штырька, находящегося в волноводе, тем сильнее связь, т. е. тем больше энергии передается в волновод, подобно тому как более высокая антенна дает более сильное излучение, чем антенна малых размеров. Однако следует иметь в виду, что размеры штырька влияют на режим работы подводящей линии.

Изменяя расположение штырька связи, можно возбуждать волны других типов. Для примера на фиг. 27,*б* показано возбуждение с помощью штырька волн типа E_{01} в круглом волноводе. Более сложные типы волн возбуждаются системой из двух или большего числа штырьков.

Магнитная связь осуществляется с помощью *петли связи*, которая располагается в месте, где магнитное поле наиболее сильно, причем ее плоскость перпендикулярна магнитным силовым линиям.

Так как размеры петли соизмеримы с длиной волны, то она дает эффективное излучение электромагнитных волн. В этом отношении ее можно уподобить одновитковой рамочной антенне большого размера. На фиг. 28 показано одно из возможных расположений витка для возбуждения в прямоугольном волноводе волны H_{01}.



Фиг. 28. Магнитная связь линии с волноводом для случая волны H_{01}.

Чем больше размеры петли, тем сильнее связь. Регулировку связи довольно удобно осуществить поворотом плоскости петли.

Следует иметь в виду, что магнитная связь всегда сопровождается некоторой электрической связью.

При применении штырьков или петель связи для отбора энергии волн они выполняют роль приемной антенны. Волны, прошедшие по волноводу, создают своим электрическим полем в приемном штырьке некоторую э. д. с., а в петле связи э. д. с. индуктируется магнитным полем.

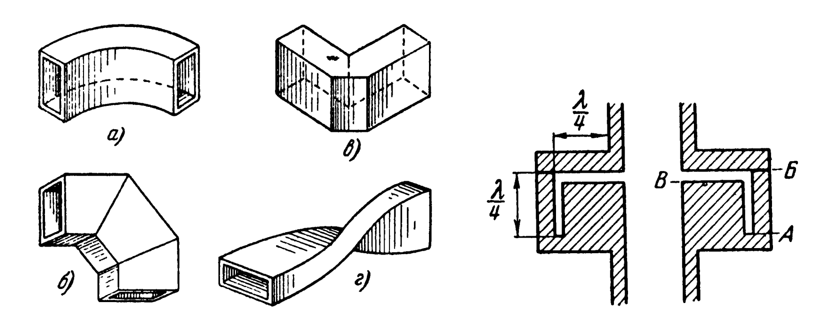
Под *дифракционной связью* понимают связь через отверстие. Так, например, можно передать часть энергии волны из одного волновода в другой, если в общей стенке этих двух волноводов сделать отверстие той или иной формы. Такая связь будет усиливаться при увеличении размеров отверстия. В рассмотренных выше конструкциях электрической и магнитной связи имеется всегда и некоторая дополнительная дифракционная связь, так как коаксиальная линия своим открытым концом соединена с волноводом.

15. КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВОЛНОВОДОВ

Конструктивное выполнение волноводов для тех или иных радиотехнических устройств весьма разнообразно. Мы можем здесь кратко отметить лишь самые основные особенности устройства современных волноводов.

Очень важно снизить потери в волноводе для того, чтобы уменьшить затухание волн и повысить к. п. д. С этой целью внутреннюю поверхность волновода, по которой проходят токи, наведенные электромагнитным полем, делают возможно более гладкой и покрывают ее серебром. Весьма тщательно также соединяются отдельные части волновода друг с другом.

Второй, не менее важной проблемой является сведение к минимуму частичных отражений волн от различных неоднородностей, имеющихся в волноводе. К таким неоднородностям относятся, например, повороты и ответвления, а также вращающиеся сочленения двух волноводов. Любые нарушения



Фиг. 29. Повороты и скручивание волновода.

Фиг. 30. Дроссельное соединение двух частей волновода.

однородности внутреннего устройства волновода приводят к появлению отраженных волн, в результате чего уменьшается $к_{б.в}$, возрастают потери и снижается к. п. д.

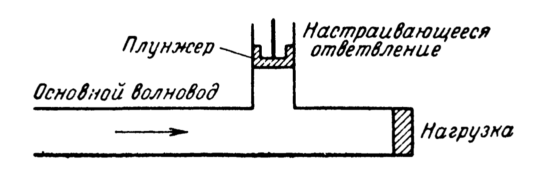
Так как приходится все же делать различные нарушения однородности волновода, то их стараются выполнять, соблюдая известные правила, чтобы уменьшение $к_{б.в}$ было незначительным.

Плавные изгибы волновода (фиг. 29,*а*) делаются с радиусом порядка длины волны. Часто встречаются более простые по конструкции *двухуголковые* (фиг. 29,*б*) и *одноуголковые* (фиг. 29,*в*) *повороты*, причем размеры уголков строго рассчитаны. Для поворота направлений векторов E и H применяют *скручивание* волновода (фиг. 29,*г*) на участке длиной не менее 2 $\lambda_в$.

При соединении друг с другом двух частей волновода, особенно в случае, если одна часть должна вращаться, прибегают к так называемому *дроссельному* соединению, которое устраняет влияние плохого контакта в стыке. Принцип устройства такого соединения показан на фиг. 30. Как видно из фиг. 30, волноводы снабжены двумя фланцами, между которыми имеется щель длиной $\frac{\lambda}{2}$, эквивалентная полуволновой короткозамкнутой линии. Замыкание на конце этой

щели (в точке *А*) сделано сплошным металлом, а контакт двух поверхностей сделан в точке *Б* на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ от короткозамкнутого конца. В этом месте находится узел тока, и входное сопротивление участка *АБ* очень велико, так что наличие некоторого дополнительного сопротивления в контакте не играет особой роли.

Зато на входе линии-щели (в точке *В*) будут снова пучность тока и узел напряжения, как и на короткозамкнутом



Фиг. 31. Ответвление у волновода для согласования его с нагрузкой.

конце, т. е. входное сопротивление в этом месте будет близко к нулю. Таким образом, обе части волновода соединены через это весьма малое сопротивление, которое практически почти не зависит от сопротивления контакта в точке *Б*.

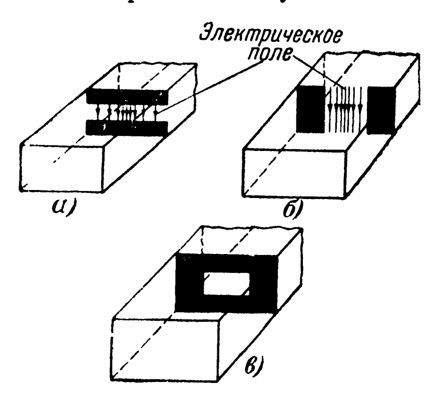
Ответвления от волновода делаются для различных целей. В частности, они иногда используются для согласования волновода с нагрузкой.

Когда сама нагрузка не может быть хорошо согласована с волноводом, но желательно иметь в волноводе режим, возможно более близкий к режиму бегущей волны, то на некотором расстоянии от конца волновода делают ответвление. Длину его регулируют с помощью плунжера (фиг. 31).

Подобное настраивающееся ответвление действует точно так же, как и шлейф для согласования у двухпроводной линии (фиг. 11). Если длина короткозамкнутого ответвления меньше $\frac{1}{4}\lambda_в$, то его влияние будет таким же, как у индуктивного шлейфа, т. е. у короткозамкнутой линии с длиной меньше $\frac{\lambda}{4}$, а ответвление с длиной больше $\frac{1}{4}\lambda_в$ действует подобно емкостному шлейфу.

Наличие ответвления создает отраженные волны, причем их амплитуда и фаза зависят от настройки ответвления, т. е. от его длины. Принцип получения бегущих волн в основном

волноводе состоит в том, что ответвление настраивают так, чтобы отраженные волны, появившиеся за счет ответвления, и волны, отраженные от несогласованной нагрузки, имели одинаковые амплитуды, но противоположные фазы. Тогда в основном волноводе (фиг. 31) эти отраженные волны взаимно уничтожатся и установится режим бегущих волн. Только на участке от нагрузки до ответвления будет режим смешанных волн.



Фиг 32. Перегородки в волноводе.
а — емкостная; *б* — индуктивная; *в* — индуктивно-емкостная.

Для согласования нагрузки с волноводом применяются также металлические *отражающие перегородки* или *диафрагмы* (фиг. 32). Размеры и расположение этих перегородок также подбираются с целью получения в основном волноводе взаимного уничтожения волн, отраженных от конца волновода и от перегородки.

Если перегородки расположены перпендикулярно электрическому полю (фиг. 32,*а*), то они сближают заряды, имеющиеся на противоположных стенках волновода, т. е. создают увеличенную емкость и действуют подобно емкостному шунту в линии; при расположении же перегородок параллельно электрическим силовым линиям в них возникают токи, создающие свое магнитное поле, и тогда перегородка действует подобно индуктивному шунту (фиг. 32,*б*).

Иногда применяют также *индуктивно-емкостную перегородку*, показанную на фиг. 32,*в*.

Глава третья

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

16. КОНТУРЫ ОБЫЧНОГО ТИПА

Каждый колебательный контур характеризуется *частотой собственных колебаний* f_0 и *добротностью* Q. Частота f_0 вместе с тем является *резонансной частотой* и, как известно, зависит от емкости и индуктивности контура.

Добротность Q есть отношение так называемого *характеристического* (или волнового) *сопротивления* контура ρ к его *активному сопротивлению* r, т. е.

$$Q=\frac{\rho}{r}.$$

Напомним, что сопротивление ρ есть реактивное сопротивление емкости или индуктивности контура для резонансной частоты:

$$\rho=2\pi f_0 L=\frac{1}{2\pi f_0 C}.$$

Оно характеризует способность элементов контура запасать энергию. Активное сопротивление r, наоборот, характеризует безвозвратные потери энергии, происходящие в контуре во время колебаний. Это сопротивление часто называют *сопротивлением потерь.*

Колебательный контур, предназначенный для того или иного радиотехнического устройства, должен иметь нужную резонансную частоту и, кроме того, в большинстве случаев желательно, чтобы он имел возможно более высокую добротность Q.

При повышении частоты у обычных колебательных контуров, составленных из катушки и конденсатора, добротность уменьшается и на СВЧ становится недопустимо малой.

Действительно, с повышением частоты быстро растут потери энергии. На более высоких частотах за счет поверхностного эффекта увеличивается сопротивление проводов. Возрастают также потери в твердых диэлектриках. Особенно значительными становятся при СВЧ потери на излучение, так как у элементов контура размеры получаются одного порядка с длиной волны и поэтому контур работает как антенна. Его уже нельзя считать замкнутым контуром. Сильное излучение энергии контуром СВЧ создает также паразитные связи этого контура с другими цепями.

Увеличение всех видов потерь приводит к возрастанию активного сопротивления контура r.

В то же время характеристическое сопротивление ρ значительно уменьшается. Величина ρ связана с первичными параметрами контура L и C следующим соотношением:

$$\rho=\sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Для повышения частоты, как известно, приходится уменьшать L и C контура. Однако значительное уменьшение величины C невозможно, так как в нее входят всегда междуэлектродные емкости лампы, подключенной к контуру, а также емкость монтажа. Кроме того, часто приходится включать в контур для настройки конденсатор переменной емкости. Все это приводит к тому, что емкость контура обычно не может быть меньше 5—10 *пф*. В редких случаях ее удается сделать несколько меньше.

Невозможность значительного уменьшения емкости заставляет для получения нужной частоты уменьшать во много раз индуктивность и в результате снижается величина ρ контура.

Таким образом, резкое ухудшение качества контуров обычного типа на СВЧ является важнейшей причиной, заставившей применять на этих частотах иные колебательные системы.

Следует заметить, что на сантиметровых волнах и частично на дециметровых волнах устройство контуров обычного типа становится уже невозможным.

Индуктивность настолько мала, что не может быть изготовлена в виде катушки, даже из одного витка или полувитка. Проводник, соединяющий электроды лампы, казалось бы замыкающий их накоротко, и тот обладает слишком большой индуктивностью.

Следующий числовой пример дает представление о величине индуктивности, которой должен обладать контур, имеющий емкость $C = 10$ *пф*, для случая, когда частота $f_0 = 1\,000$ *мггц* ($\lambda = 30$ *см*).

По формуле $L = \frac{1}{4\pi^2 f_0^2 C}$ получаем:

$$L \approx \frac{1}{40 \cdot 10^6 \cdot 10^{12} \cdot 10 \cdot 10^{-12}} = 0{,}25 \cdot 10^{-8}\ гн = 0{,}0025\ мкгн.$$

Известно, что прямолинейный проводник длиной в 1 *м* имеет индуктивность порядка 1—2 *мкгн*. Следовательно, в данном случае индуктивность контура должна представлять собой проводник длиной всего лишь в несколько миллиметров, что явно неосуществимо.

Мы приходим к выводу, что контуры обычного типа непригодны для СВЧ. Эти контуры, как правило, могут быть использованы лишь на волнах не короче метровых. Только в редких случаях на наиболее длинных дециметровых вол-

нах (50—100 *см*) встречаются контуры, у которых в качестве индуктивности используется полувиток трубки или проволоки. Емкостью такого контура обычно является междуэлектродная емкость лампы, причем для уменьшения ее влияния и для настройки контура последовательно включают конденсатор переменной емкости с максимальной емкостью в несколько пикофарад.

Следует помнить, что подобный контур обладает довольно низкой добротностью.

17. РЕЗОНАНСНЫЕ ЛИНИИ В КАЧЕСТВЕ КОНТУРОВ

В гл. 2 уже рассматривались подробно стоячие волны в линиях и было показано, что разомкнутая или короткозамкнутая линии, имеющие длину, кратную $\frac{\lambda}{4}$, эквивалентны последовательному или параллельному колебательному контуру.

Отрезки двухпроводных симметричных или коаксиальных линий являются наиболее распространенными колебательными системами для диапазона дециметровых волн. Такие линии имеют длину, равную нескольким длинам волн, и их особенно удобно применять на дециметровом диапазоне.

В большинстве приемных и передающих схем встречаются главным образом параллельные контуры, например анодные контуры в каскадах усиления высокой частоты и в генераторах. Поэтому основным типом контура для дециметровых волн является четвертьволновый отрезок короткозамкнутой симметричной или коаксиальной линии. Входное сопротивление такой линии при настройке в резонанс имеет весьма большую величину и является чисто активным. При расстройке в ту или другую сторону от резонанса входное сопротивление уменьшается и приобретает емкостный или индуктивный характер. Как известно, именно так изменяется вблизи резонанса полное сопротивление параллельного резонансного контура.

Другие типы колебательных систем будут рассмотрены далее.

Резонансные линии, работающие в качестве колебательных контуров, обладают весьма высокой добротностью, величина которой может доходить до нескольких тысяч. Зависимость добротности линии, работающей на основной

частоте, от параметров линии и длины волны дается следующей простой формулой:

$$Q=\frac{2\pi Z_0}{\lambda R_1},$$

где Z_0 — волновое сопротивление линии;
R_1 — ее погонное сопротивление потерь;
λ — рабочая длина волны.

Например, для коаксиальной линии, имеющей $Z_0=60$ *ом* и $R_1=0,1$ *ом/м*, при длине волны $\lambda=60$ *см* получаем:

$$Q=\frac{2\cdot3,14\cdot60}{0,6\cdot0,1}=6\,280.$$

Из приведенной формулы видно, что с укорочением длины волны, т. е. с повышением частоты, добротность увеличивается (λ стоит в знаменателе). Правда, при этом возрастает R_1, но, как показывает теория, это сопротивление увеличивается не так значительно[1].

Повышение добротности при укорочении волны является большим преимуществом резонансных линий по сравнению с обычными контурами.

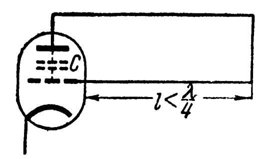
Если изменять радиус проводов линии и расстояние между ними, то добротность будет изменяться. Наибольшая добротность получается для симметричной двухпроводной линии в случае, когда $\frac{b}{r}=6$, а для коаксиальной линии — при отношении диаметров (или радиусов), равном 3,6. Однако при отклонении от указанных наивыгоднейших геометрических размеров добротность уменьшается сравнительно медленно. Поэтому на практике обычно размеры линий выбираются из конструктивных соображений и могут значительно отличаться от наивыгоднейших.

Как уже отмечалось в гл. 2, линия в отличие от обычного контура может резонировать не только на основной частоте, но и на высших гармониках. При работе линии на основной частоте добротность получается наибольшей, так

---

[1] Величина R_1 в омах на метр определяется приближенно для симметричной двухпроводной линии по формуле $R_1=\frac{1,5}{r\sqrt{\lambda}}$, где r — радиус провода в миллиметрах и λ — длина волны в метрах, а для коаксиальной линии — по формуле $R_1=\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right)\frac{0,75}{\sqrt{\lambda}}$, где r_1 и r_2 — радиусы внешнего и внутреннего проводов в миллиметрах.

как длина линии в этом случае наименьшая. Действительно, если в качестве параллельного контура применить короткозамкнутую линию, работающую не на основной волне, а, например, на третьей гармонике, то ее длина должна быть равна не $\frac{\lambda}{4}$, а $\frac{3}{4}\lambda$, т. е. втрое больше. Потери в такой линии будут, конечно, больше и добротность уменьшится.



Фиг. 33. Контур в виде короткозамкнутой линии.

Резонансная линия обычно бывает подключена к лампе, и поэтому к входу линии оказывается присоединенной междуэлектродная емкость C, например емкость анод—сетка (фиг. 33). В этом случае колебательной системой является линия совместно с емкостью C и для получения резонанса на некоторой частоте f_0 необходимо, чтобы входное сопротивление линии $Z_{вх}$ было индуктивным и равным емкостному сопротивлению $\frac{1}{2\pi f_0 C}$.

Как известно, короткозамкнутая линия имеет индуктивное входное сопротивление при длине, меньшей чем $\frac{\lambda}{4}$. Таким образом, практически обычно приходится брать не четвертьволновую, а более короткую линию.

18. НАСТРОЙКА РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ

Важным вопросом при устройстве резонансных линий является настройка линии на разные частоты. Такая настройка необходима в диапазонных приемниках и передатчиках дециметрового диапазона. Но и в случае работы на одной частоте колебательная система всегда должна иметь какой-то орган для подстройки на нужную частоту.

Применение того или иного метода настройки существенно влияет на конструкцию колебательной системы.

В симметричной двухпроводной линии настройка чаще всего производится с помощью подвижного короткозамыкателя, перемещая который вдоль линии можно менять длину последней (фиг. 34,*а*). Недостаток этого метода заключается в непостоянстве трущегося контакта.

Чтобы устранить этот недостаток, нередко осуществляют настройку конденсатором переменной емкости, включенным на вход линии (фиг. 34,*б*). Увеличение его емкости дает настройку на более длинную волну так же, как и в обычном колебательном контуре.

Иногда конденсатор для настройки включают не в начало, а в конец линии, вместо короткозамыкателя (фиг. 34,*в*). Изменение его емкости дает возможность настройки системы в довольно широком диапазоне. Действительно, если емкость его велика, а, следовательно, сопротивление мало, то линия будет близка к короткозамкнутой и резонансная волна примерно в 4 раза больше длины линии, в случае же наименьшей емкости линия станет близка к разомкнутой и резонансная волна получается примерно в 2 раза длиннее линии. Конечно, практически удается получить диапазон с отношением $\frac{\lambda_{макс}}{\lambda_{мин}}$ меньше 2.

Фиг. 34. Различные способы настройки резонансной линии.

Оригинальным методом настройки линий является метод изменения скорости распространения волн вдоль линии (v). Частота колебаний f, длина волны λ и скорость распространения v связаны известной зависимостью $f = \frac{v}{\lambda}$, из которой следует, что при одной и той же длине волны различным значениям скорости соответствуют различные частоты.

Если взять короткозамкнутую линию с некоторой постоянной длиной l, то, как мы знаем, она будет эквивалентна резонансному параллельному контуру при условии, когда $l = \frac{\lambda}{4}$, или $\lambda = 4l$ (для работы на основной частоте). Это условие можно сохранить для различных частот, если пропорционально частоте изменять скорость распространения.

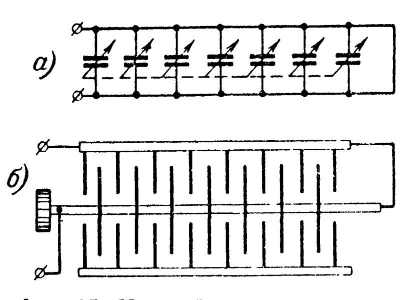
У обычных линий скорость распространения волн близка к скорости света, но все же несколько меньше последней. Величина скорости, как мы знаем, зависит от погонных параметров линии и определяется формулой

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}.$$

Из этой формулы видно, что v можно изменять путем изменения одного из параметров L_1 и C_1 при постоянстве

второго или при одновременном изменении L_1 и C_1 в одну и ту же сторону.

Так, например, возможно устроить колебательную систему, изображенную на фиг. 35,*а*. Здесь вдоль четвертьволновой короткозамкнутой линии расположен ряд переменных емкостей, которые дают возможность изменять погонную емкость C_1 без изменения величины L_1, так как расстояние между проводами, несущими ток, не изменяется. В простейшем случае роль подобной колебательной системы может выполнять обычный конденсатор переменной емкости, замкнутый накоротко на одном конце, как показано на фиг. 35,*б*. Ось ротора является одним проводом линии, а болты, на которых собран статор, играют роль второго провода. Геометрическая длина такого конденсатора значительно меньше, чем $\frac{1}{4}\lambda$.



Фиг. 35. Настройка линии путем изменения ее погонной емкости.

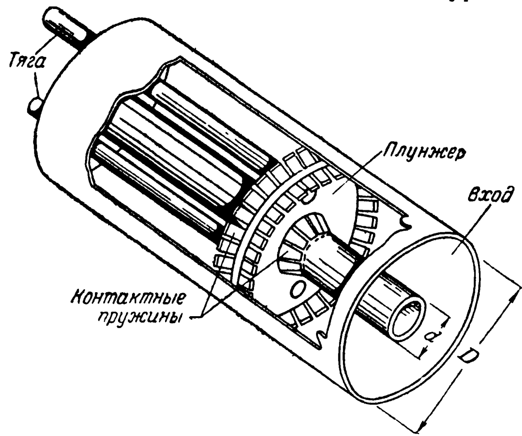
Следует напомнить, что у обычной линии при сближении проводов C_1 увеличивается, но L_1 во столько же раз уменьшается, так что произведение L_1C_1, а следовательно, и скорость v остаются неизменными.

Колебательные системы из симметричных двухпроводных линий обладают тем недостатком, что они создают значительное внешнее электромагнитное поле. Вследствие этого образуются паразитные связи с другими цепями и имеют место значительные потери на излучение. Кроме того, в таких линиях весьма заметны потери и в самих проводах, имеющих сравнительно малый диаметр. Для устранения излучения и паразитных связей иногда применяют экранировку линии, но и при ней потери остаются значительными.

Гораздо более высокими качествами обладают контуры, сделанные из коаксиальных линий. Потери в таких контурах весьма малы, так как провода имеют большую поверхность и отсутствует излучение благодаря тому, что внешний проводник сам является экраном. Очевидно, что устраняются также и паразитные связи с другими цепями. Все точки наружной поверхности внешнего провода коаксиальной линии

имеют нулевой потенциал, и поэтому линия может быть смонтирована без всякой изоляции.

Коаксиальные резонансные линии удобны еще потому, что для работы с ними выпускаются специальные лампы. У этих ламп выводы от электродов сделаны цилиндрической формы. В соединении с внешним коаксиальным контуром такие выводы составляют один общий контур.



Фиг. 36. Настройка коаксиальной линии с помощью короткозамыкающего плунжера.

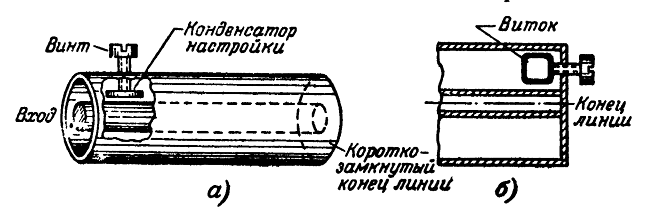
Настройка коаксиальных контуров чаще всего производится либо изменением их длины, либо изменением емкости на входе линии.

В первом случае вдоль линии перемещается короткозамыкающий поршень, называемый обычно *плунжером* (фиг. 36). Этот метод принципиально очень прост и дает возможность настройки в довольно широких пределах, а поэтому имеет большое распространение. Но его практическое выполнение наталкивается на ряд трудностей, так как необходимо, чтобы плунжер перемещался легко и плавно и вместе с тем имел хороший контакт по всей окружности как с внешним, так и с внутренним проводником. Для обеспечения лучшего контакта по окружности плунжера делаются гибкие контактные пружины.

Несмотря на то, что были предложены многочисленные конструкции подобных плунжеров, все же до сих пор нет вполне удовлетворительной конструкции. Трущийся контакт плунжера с проводами линии создает значительные потери и не обладает постоянством.

Можно устранить трущийся контакт и сделать небол-

шой зазор между плунжером и проводниками линии. Тогда линия будет уже не короткозамкнутая, а нагруженная на емкость, образованную этим зазором. При таком бесконтактном плунжере настройка получается на более узкий диапазон. Кроме того, трудно обеспечить постоянство настройки, так как возможны изменения величины зазора.



Фиг. 37. Настройка линии с помощью конденсатора (*а*) и с помощью короткозамкнутого витка (*б*).

Довольно часто также применяется настройка с помощью конденсатора переменной емкости на входе коаксиальной линии. Однако устройство такого конденсатора, дающего изменение емкости в больших пределах, представляет значительные трудности. Его легче осуществить в контурах приемников и маломощных генераторов, в которых напряжения невысокие, а следовательно, возможно установить малое расстояние между обкладками конденсатора; в более мощных генераторах, работающих с высокими напряжениями, это расстояние должно быть значительным. Наиболее простая конструкция подобного конденсатора показана на фиг. 37,*а*, но она, конечно, не всегда обеспечивает настройку в широком диапазоне.

Метод настройки коаксиальной линии изменением емкости на ее конце мало удобен, так как тогда приходится устранять короткое замыкание на конце линии и в этом месте получается значительное излучение энергии.

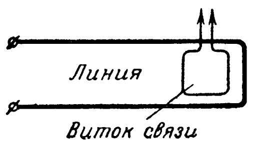
Описанную выше настройку изменением погонной емкости в коаксиальной линии осуществить трудно.

Некоторый интерес представляет настройка с помощью короткозамкнутого витка (фиг. 37,*б*), поворачивая который можно изменять индуктивность линии. Но этот метод дает очень небольшой диапазон. Для более значительного изменения индуктивности необходимо увеличивать размеры витка, толщину его провода и помещать его возможно ближе к пучности тока, т. е. к концу линии, где магнитное поле наиболее сильное. Наименьшая индуктивность линии получается при положении витка, изображенном на фиг. 37,*б*, а при повороте его на 90° индуктивность будет наибольшая.

19. СВЯЗЬ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ С ДРУГИМИ ЦЕПЯМИ

Связь разонансных линий применяется как для отбора энергии электромагнитного поля из этих линий, так и для подведения к ним энергии.

Симметричные двухпроводные линии чаще всего связываются с другими цепями *индуктивно.* Для связи применяется один виток или полувиток провода (фиг. 38). Чем больше размеры этого витка и чем ближе он к концу линии, тем сильнее связь. Кроме того, связь будет более сильной, если плоскость линии и плоскость витка параллельны друг другу, в частности, если виток расположен в плоскости самой линии. В этом случае виток будет пронизываться наиболее сильным магнитным потоком.

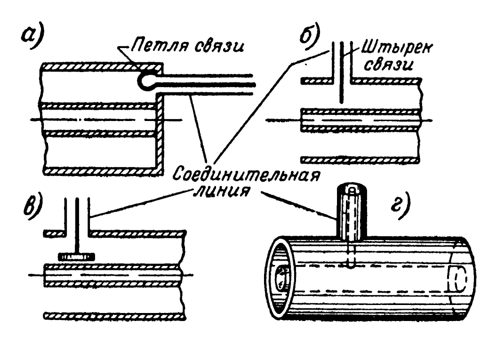


Фиг. 38. Индуктивная связь линии с другими цепями:

Изменение связи достигается перемещением витка относительно линии. Можно, например, поворачивать плоскость витка относительно плоскости линии.

Реже применяется *непосредственная* связь с линией или *емкостная связь.*

Коаксиальная резонансная линия, будучи соединена с электронной лампой, представляет собой полностью экранированную систему. Поэтому элементы связи нужно вводить внутрь линии. На фиг. 39 показаны основные виды связи.



Фиг. 39. Способы связи коаксиальной линии с другими цепями.

Индуктивная или *магнитная* связь (фиг. 39,*а*) осуществляется с помощью витка (петли) связи, который обычно является окончанием коаксиальной соединительной линии и

располагается вблизи конца линии, где магнитное поле наиболее сильное. Для изменения связи виток поворачивают и тогда изменяется величина магнитного потока, пронизывающего виток.

Емкостная или *электрическая* связь показана в двух вариантах на фиг. 39,*б* и *в*. В этом случае внутрь линии в радиальном направлении вводят штырек, иногда называемый зондом. Благодаря тому, что он располагается вдоль электрических силовых линий, в нем создается некоторая переменная э. д. с. (при отборе энергии).

Штырек обычно представляет собой конец внутреннего провода коаксиального кабеля. Чем больше длина этого штырька или, как говорят, чем глубже он «погружен» в электрическое поле, тем сильнее связь. Иногда для увеличения связи на конец штырька ставится пластинка (фиг. 39,*в*). Приближая ее к внутреннему проводу резонансной линии, можно связь усилить. Следует также иметь в виду, что связь тем сильнее, чем ближе расположен штырек к пучности напряжения, т. е. началу линии, где электрическое поле наиболее сильное.

В некоторых схемах применяется непосредственная связь, показанная на фиг. 39,*г*. Этот вид связи аналогичен автотрансформаторной связи в обычных контурах. Его недостаток — невозможность изменения величины связи.

20. ОБЪЕМНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

Колебательные системы в виде резонансных линий являются основными для дециметрового диапазона, но они непригодны для сантиметровых волн, так как на этих волнах длина линий становится слишком малой.

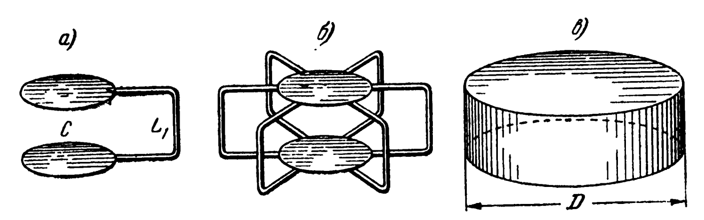
Если длина линии получается такого же порядка, как ее диаметр, то о линии вообще уже говорить нельзя. Линия только тогда работает именно как линия, когда ее длина значительно больше диаметра. Даже на наиболее коротких дециметровых волнах (10—30 *см*) применение резонансных линий часто становится неудобным.

Основным типом колебательных систем для сантиметрового диапазона и отчасти для дециметрового являются *объемные резонаторы*, изобретенные советским ученым проф. М. С. Нейманом в 1939—1940 гг.[1] Теория работы и

[1] Объемные резонаторы известны также под названиями ***объемные контуры, полые резонаторы, эндовибраторы.***

расчета объемных резонаторов была развита трудами М. С. Неймана, Г. В. Кисунько и ряда других ученых.

Рассмотрим переход от обычного контура с сосредоточенными параметрами к объемному резонатору. На фиг. 40 показано несколько этапов такого перехода.



Фиг. 40. Переход от обычного контура (*а*) к объемному резонатору (*в*).

Пусть контур обычного типа имеет емкость в виде конденсатора *C*, образованного двумя круглыми пластинками, и индуктивность в виде прямоугольного витка L_1 (фиг. 40,*а*). Как мы уже знаем, добротность такого контура на СВЧ получается весьма низкой. Если подключить к конденсатору параллельно несколько витков (фиг. 40,*б*), то индуктивность и активное сопротивление уменьшатся. В результате этого повысятся собственная частота контура f_0 и его добротность *Q*. Так, например, если включить вместо обычного витка 25 витков, то индуктивность уменьшится в 25 раз, а частота увеличится в 5 раз, так как

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}, \quad \text{а} \quad L = \frac{L_1}{25}.$$

Характеристическое сопротивление контура уменьшится в 5 раз, что следует из формулы $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$, а активное сопротивление контура *r* уменьшится в 25 раз (если считать его сосредоточенным только в витках). Поэтому добротность контура, равная $Q = \frac{\rho}{r}$, возрастет в 5 раз.

Увеличивая число витков, присоединяемых к конденсатору *C*, можно в конце концов прийти к такому случаю, когда все эти витки сольются в одну общую замкнутую металлическую поверхность (фиг. 40,*в*). Если для этого понадобится *N* витков, то на основании приведенного выше примерного расчета можно считать, что резонансная частота и добротность возрастут в $\sqrt{N}$ раз.

Таким образом, мы превратили колебательный контур в закрытую со всех сторон металлическую коробку цилиндрической формы, представляющую собой один из возможных вариантов объемного резонатора. При этом в действительности добротность возрастает не в $\sqrt{N}$ раз, как было показано выше, а гораздо больше вследствие того, что индуктивность контура превратилась в замкнутую металлическую поверхность, которая является достаточно совершенным экраном, и поэтому электромагнитное поле существует только внутри резонатора.

Объемный резонатор подобно коаксиальной резонансной линии представляет собой экранированную колебательную систему, в которой полностью отсутствуют потери на излучение (а они особенно велики на СВЧ!) и нет внешнего поля, способного создать паразитные связи с другими цепями. Кроме того, в объемном резонаторе нет потерь в твердых диэлектриках и активное сопротивление стенок резонатора очень мало благодаря их большой поверхности.

В результате всего этого добротность объемных резонаторов может доходить до десятков тысяч в случае, если от резонатора не отбирается энергия.

Весьма удобно также то, что наружная поверхность объемного резонатора имеет нулевой потенциал и не несет на себе никаких токов. Поэтому объемные резонаторы могут монтироваться без какой бы то ни было изоляции.

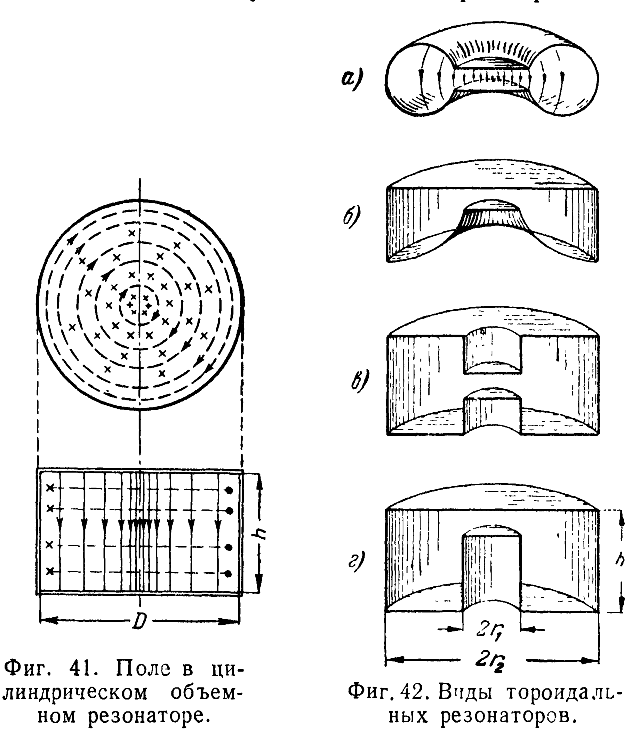
Колебательный процесс в резонаторе, по существу, представляет собой стоячие электромагнитные волны, возникшие благодаря отражению волн от стенок резонатора. Наличие стоячих волн внутри резонатора объясняет то, что его линейные размеры обычно получаются порядка половины длины волны. Структура электромагнитного поля в резонаторах подчиняется тем же законам, которые были приведены в гл. 2 в разделе об электромагнитных волнах (см. стр. 43).

Объемные резонаторы могут быть сделаны различной формы. Выше был рассмотрен *цилиндрический резонатор*, являющийся одним из простейших по своей конструкции.

На фиг. 41 показаны силовые линии электрического и магнитного полей в цилиндрическом резонаторе. Электрические силовые линии идут от одного основания цилиндра к другому, а магнитные силовые линии в виде концентрических колец окружают электрическое поле. Показанная структура поля является простейшей. В дальнейшем мы увидим, что в объемных резонаторах могут существовать колебания и других видов, имеющие различную структуру поля.

Исторически одним из первых был *тороидальный резонатор* (фиг. 42,*а*). Электрическое поле в нем сосредоточено главным образом в средней части между двумя дисками, а магнитные силовые линии расположены кольцами вокруг электрического поля.

Однако тороидальный резонатор по фиг. 42,*а* сложен в изготовлении. Поэтому в настоящее время резонаторы та-



Фиг. 41. Поле в цилиндрическом объемном резонаторе.

Фиг. 42. Виды тороидальных резонаторов.

кого типа делаются несколько иной формы. На фиг. 42 показаны наиболее распространенные виды тороидальных резонаторов.

Довольно часто резонаторы, изображенные на фиг. 42,*в* и *г*, называют иначе *коаксиальными*. Это название особенно подходит к резонатору фиг. 42,*г*, который составлен из двух коаксиальных цилиндров. Он весьма напоминает коаксиальную линию, короткозамкнутую на одном конце и имеющую некоторую емкость C на другом конце. Но все же подобный резонатор нельзя назвать линией, так как он имеет размеры внутренней полости одного порядка в радиальном и осевом

направлениях, а у линии длина должна быть значительно больше разности радиусов. Конечно, резкой границы между коаксиальным объемным резонатором и коаксиальной резонансной линией провести нельзя. Если у коаксиального объемного резонатора увеличивать отношение высоты h к радиальному размеру $r_2—r_1$, то он постепенно превратится в коаксиальную линию.

В некоторых случаях применяются резонаторы, подобные изображенным на фиг. 42,*в* и *г*, но имеющие размер $r_2—r_1$ значительно больше высоты h. Их называют резонаторами типа *радиальной линии*.

Иногда применяются объемные резонаторы прямоугольной формы (в виде параллелепипеда). Возможно устройство резонаторов в виде шара, конуса, а также многих других форм, но никаких особых преимуществ это не дает.

21. ВИДЫ КОЛЕБАНИЙ В ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРАХ

Каждый объемный резонатор в отличие от обычного колебательного контура имеет не одну собственную частоту, а множество резонансных частот. Это свойство является характерным для колебательных систем с распределенными параметрами. Мы уже встречались с ним, рассматривая резонансные линии, которые могут резонировать не только на основной частоте, но и на гармониках. У линий, используемых в качестве контуров, резонанс на той или иной гармонике определяется числом четвертей или половин стоячей волны, укладывающихся вдоль линии. В объемных резонаторах различное число стоячих полуволн может укладываться не в одном направлении, а вдоль всех трех размеров. Так как эти размеры не находятся между собой в каком-то определенном соотношении, то и большинство резонансных частот объемного резонатора нельзя назвать гармониками. Они не будут в целое число раз больше основной частоты.

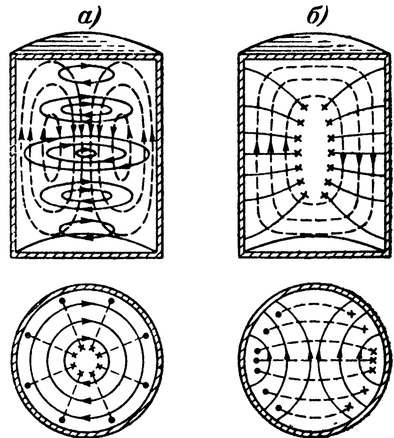
Для классификации различных видов колебаний в объемных резонаторах применяется система обозначений, аналогичная той, которая используется для различных типов волн в волноводах. Чтобы познакомиться с этой системой, выясним сначала возможность превращения волновода в объемный резонатор.

Прямоугольный или цилиндрический объемный резонатор можно рассматривать как короткий волновод, закрытый с обоих концов металлическими стенками. Вдоль такого закрытого со всех сторон волновода бегущие волны рас-

пространяться не могут. Режим стоячих волн в нем получится не только в поперечном сечении, но и в продольном направлении. Резонанс будет наблюдаться на частотах, для которых вдоль волновода укладывается целое число стоячих полуволн $\frac{\lambda_в}{2}$.

Соответственно этому для указания вида колебаний в объемном резонаторе берут обозначение соответствующей волны в волноводе, но только добавляют третью цифру в индексе, которая показывает число стоячих полуволн в осевом направлении.

Простейший вид колебаний, для которого поле было показано на фиг. 41, имеет обозначение E_{010} или TM_{010}. Его следует понимать так, что магнитные силовые линии расположены только в поперечной плоскости, т. е. перпендикулярно оси, причем вдоль полуокружности стоячих волн нет (первая цифра индекса — нуль) и вдоль оси их также нет (третья цифра индекса — нуль), а вдоль радиуса имеется один максимум (вторая цифра индекса — 1).



Фиг. 43. Распределение поля для волн типа H_{011} (*а*) и H_{111} (*б*) в цилиндрическом объемном резонаторе.

Для этого типа колебаний характерно то, что собственная частота не зависит от высоты резонатора h, а определяется только его диаметром D:

$$f_{0\,(мггц)} = \frac{22\,900}{D_{(см)}}, \quad \text{или} \quad \lambda_{(см)} = 1{,}3D_{(см)}.$$

Структуры полей для некоторых других типов колебаний в том же резонаторе изображены на фиг. 43. На фиг. 43,*а* показано поле для колебаний типа H_{011} (или TE_{011}), а на фиг. 43,*б* дана структура поля колебаний типа H_{111}.

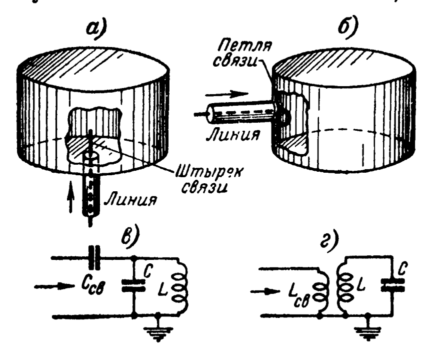
Возможно также возбуждение многих других колебаний высших порядков, частоты которых в большинстве случаев не кратны основной (наинизшей) частоте. Для этих колебаний цифры в индексе могут быть равны 2, 3, 4 и т. д., что означает распределение вдоль соответствующего размера не одной, а двух, трех, четырех и т. д. стоячих полуволн.

Получение в резонаторе колебаний того или иного типа зависит от частоты возбуждающих резонатор внешних колебаний и от способа возбуждения, т. е. от того, какое устройство применяется для возбуждения.

Колебания высших порядков обычно на практике не используются, и мы их рассматривать не будем. Однако следует всегда учитывать, что они, например, могут возникнуть как паразитные колебания в генераторах с объемными резонаторами.

22. СВЯЗЬ ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРОВ С ДРУГИМИ ЦЕПЯМИ

Устройства для связи объемных резонаторов с другими цепями, в частности с другими объемными резонаторами, осуществляются точно так же, как и в волноводах. Элементы связи служат либо для возбуждения колебаний в резонаторах, либо для отбора от них энергии колебаний.



Фиг. 44. Электрическая (*а*), магнитная (*б*) связь резонатора с другими цепями и их эквивалентные схемы (*в* и *г*).

Электрическая связь устраивается с помощью штырька (фиг. 44,*а*), а *магнитная связь*—с помощью петли (фиг. 44,*б*). Все то, что говорилось об этих видах связи применительно к волноводам, относится полностью и к объемным резонаторам. Эти виды связи вполне аналогичны емкостной и индуктивной связям в обычных контурах. На фиг. 44,*в* и *г* показаны эквивалентные схемы, подчеркивающие это сходство.

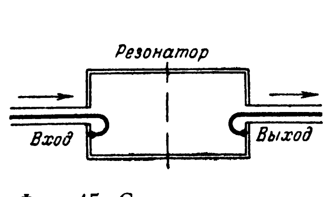
Нередко электрическая или магнитная связь применяется в данном резонаторе дважды: один раз для возбуждения колебаний, а другой раз—для отбора энергии (фиг. 45).

Связь объемных резонаторов с волноводами делается часто *дифракционная* — через отверстие, причем для согласования обычно ставятся диафрагмы (фиг. 46).

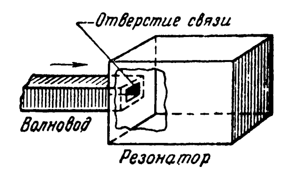
В некоторых радиотехнических устройствах связь с резонатором осуществляется с помощью электронного потока. Для пропускания этого потока через внутреннее пространство резонатора две противоположные стенки резонатора

частично делаются в виде сеток. Такая электронная связь рассматривается подробно в гл. 4.

Следует иметь в виду, что добротность объемных резонаторов, связанных с другими цепями, получается значи-



Фиг. 45. Связь резонатора с двумя цепями.

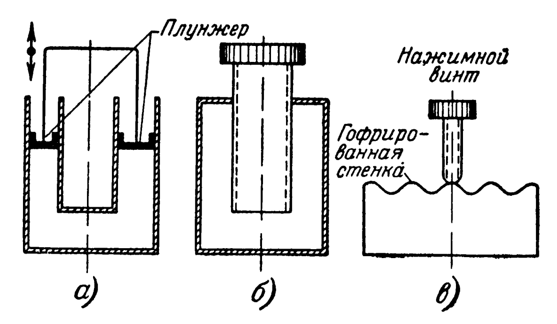


Фиг. 46. Дифракционная связь волновода с объемным резонатором (через отверстие).

тельно меньше, чем при отсутствии связи. Отбор энергии колебаний от резонатора равносилен увеличению потерь в резонаторе. Поэтому всегда нужно различать *добротность самого резонатора,* не имеющего связи с другими цепями, и *добротность нагруженного резонатора.*

23. НАСТРОЙКА ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Вопрос о настройке объемных резонаторов на необходимый диапазон волн является весьма важным. Изменение собственной частоты резонаторов можно осуществить изменением их объема.



Фиг. 47. Настройка объемного резонатора путем изменения его объема.

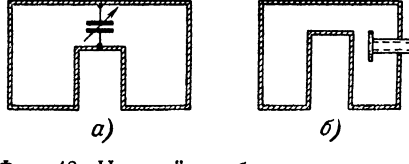
На фиг. 47 показаны различные способы изменения объема резонаторов. Подвижный поршень (фиг. 47,*а*) устраивается точно так же, как и в коаксиальной резонансной линии, и обладает теми же недостатками. Довольно часто встречается конструкция (фиг. 44,*б*), в которой внутренний

цилиндр резонатора может ввинчиваться и вывинчиваться. Этот метод довольно удобен и дает настройку в широком диапазоне.

Если внутренний цилиндр полностью вывинчен, то резонатор будет цилиндрическим и частота его получается наиболее высокой. При постепенном ввинчивании цилиндра резонатор превращается в коаксиальный и собственная частота у него понижается.

Иногда у резонатора делают упругую гофрированную стенку, которую можно прогибать с помощью нажимного винта (фиг. 47,*в*).

Другим методом настройки является показанное на фиг. 48,*а* включение в резонатор конденсатора переменной емкости, конструкция которого может быть различной. Наиболее простая конструкция изображена на фиг. 48,*б*. Перемещение внутри резонатора винта с пластинкой дает, конечно, также некоторое изменение объема, но основное влияние на частоту оказывает изменение емкости в пучности электрического поля или вблизи нее. Увеличение этой емкости дает уменьшение собственной частоты резонатора.



Фиг. 48. Настройка объемного резонатора с помощью переменного конденсатора.

Изменение частоты в небольших пределах путем ввинчивания внутрь резонатора небольших винтов часто применяют для подстройки на нужную резонансную частоту. Иногда для такой подстройки используют вращение короткозамкнутого витка или металлического диска в пучности магнитного поля или вблизи нее. Этот способ дает повышение собственной частоты, причем оно будет наибольшим в случае, когда плоскость витка или диска перпендикулярна магнитным силовым линиям.

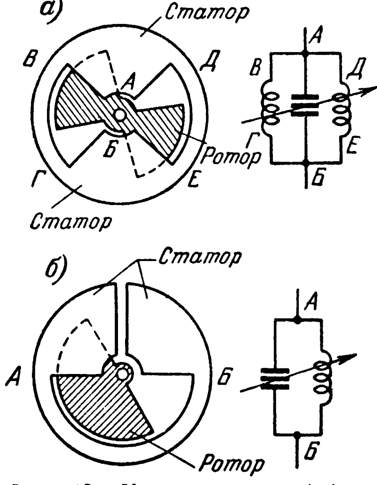
Существующие устройства для настройки коаксиальных резонансных линий и объемных резонаторов не являются совершенными. В большинстве случаев они имеют трущиеся контакты и в этом заключается их главный недостаток. Кроме того, очень трудно получить изменение частоты в широком диапазоне.

Радиолюбителям-конструкторам следует обратить внимание на разработку новых способов настройки этих колебательных систем без применения трущихся контактов.

24. ДРУГИЕ ТИПЫ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Наиболее распространенными типами колебательных систем являются: для сантиметрового диапазона — объемные резонаторы, а для дециметрового диапазона — коаксиальные резонансные линии. Помимо них для дециметрового диапазона было предложено еще много других типов колебательных контуров. В большинстве случаев они представляют собой нечто среднее между обычным контуром и колебательной системой с распределенными параметрами. Однако широкого применения эти контуры не получили.

Некоторый интерес представляет контур типа «бабочка», устройство которого изображено на фиг. 49,*а*. Его следует отнести к контурам с сосредоточенными параметрами. Конструкция этого контура напоминает своеобразный конденсатор переменной емкости. Ротор его делается из пластин, имеющих два сектора по 90°, и никуда не включается. Статор также имеет два сектора по 90°, соединенных друг с другом металлическими дугами *ВГ* и *ДЕ*. Число пластин обычно бывает равно 5—7. Контур включается в точках *А* и *Б*. При таком включении его резонансное сопротивление получается наибольшим.



Фиг. 49. Контуры типа бабочка (*а*) и полубабочка (*б*) и их эквивалентные схемы.

На той же фиг. 49,*а* дана эквивалентная схема контура. Она показывает, что в нем имеются две индуктивные ветви по $\frac{1}{4}$ витка каждая, роль которых выполняют дуги *ВГ* и *ДЕ*, и емкостная ветвь, образованная двумя последовательно включенными конденсаторами переменной емкости. Если ротор поставить в положение наибольшей емкости, то индуктивность также будет наибольшей, а следовательно, частота — наименьшей. При повороте ротора на 90° емкость станет наименьшей и индуктивность также уменьшится. Последнее объясняется тем, что ток, протекающий в дуге *ВГ*

(или *ДЕ*), будет индуктировать вихревые токи в близко расположенных роторных пластинах. Магнитное поле этих токов будет ослаблять поле основного тока. Уменьшение магнитного поля означает уменьшение индуктивности. Таким образом, в этом положении частота получается наивысшая.

Достоинством контура «бабочка» является то, что в нем одновременно меняются емкость и индуктивность, за счет чего получается довольно широкий диапазон, в некоторых случаях порядка 200—1 000 *мггц*. Столь высокие частоты получаются благодаря последовательному соединению двух емкостей и параллельному соединению двух малых индуктивностей. Недостатки этого контура: сравнительно невысокая добротность (порядка 300—600), отсутствие экранировки, поворот ротора только на 90°.

Последний недостаток устраняется в контуре типа «полубабочка» (фиг. 49,*б*), в котором ротор вращается на 180°. В этом контуре вместо двух параллельно соединенных индуктивностей имеется одна индуктивность в виде полувитка. Контуры «бабочка» и «полубабочка» применяются иногда в гетеродинах для дециметровых волн.

Принцип их работы и конструкции является примером остроумной комбинации обычных емкостей и индуктивностей для создания контура дециметрового диапазона. Разработка новых типов колебательных контуров для СВЧ представляет весьма интересную проблему, на которую также должны обратить внимание радиолюбители-конструкторы.

Глава четвертая

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ

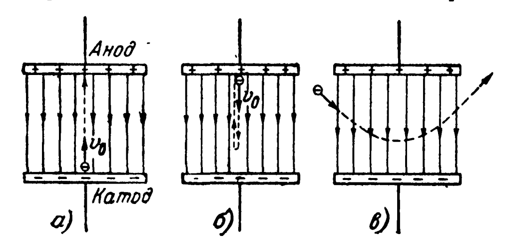
25. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Для того, чтобы ознакомиться с работой электронных ламп на сверхвысоких частотах, необходимо прежде всего рассмотреть основные законы взаимодействия электронов с электрическим полем.

На фиг. 50 показано несколько основных случаев движения одиночного электрона в равномерном (однородном) электрическом поле, созданном между двумя электродами. Эти электроды обозначены на фиг. 50, как анод и катод, но они могут представлять собою и любую другую пару электродов какого-либо электронного прибора.

В первом случае (фиг. 50,*а*) электрон влетает в поле со стороны катода, имея некоторую начальную скорость v_0.

Для такого электрона поле является *ускоряющим*. Оно будет действовать на электрон с некоторой постоянной силой и заставит его двигаться прямолинейно и равномерно-ускоренно вдоль силовых линий по направлению к аноду. При этом, очевидно, будет происходить увеличение кинетической энергии электрона за счет уменьшения энергии поля, так



Фиг. 50. Различные случаи движения электрона в равномерном электрическом поле.

как поле совершает работу по перемещению электрона, т. е. расходует свою энергию.

Таким образом, *в ускоряющем электрическом поле электрон отнимает энергию от поля.*

Для работы электронных ламп на СВЧ особое значение приобретает время пролета электрона в пространстве между электродами. Это время зависит от скорости электрона.

Если электрон попадает в равномерное ускоряющее поле, не имея собственной начальной скорости, и пролетает в этом поле ускоренно некоторое расстояние d, то конечная скорость электрона может быть легко определена по формуле

$$v = 6 \cdot 10^5 \sqrt{U} \ м/сек,$$

где U — разность потенциалов между конечными точками пути в вольтах. Например, при $U = 100$ *в* получим, что $v = 6 \cdot 10^5 \sqrt{100} = 6 \cdot 10^6$ *м/сек* $= 6\,000$ *км/сек.*

Так как электрон движется равномерно-ускоренно, то его средняя скорость в этом случае равна половине конечной скорости:

$$v_{ср} = 0{,}5v = 3 \cdot 10^5 \sqrt{U}.$$

Отсюда следует, что время пролета равно:

$$t_{пр} = \frac{d}{v_{ср}} = \frac{d}{3 \cdot 10^5 \sqrt{U}}.$$

Если, например, $U = 100$ *в* и $d = 1$ *мм*, то время пролета составляет:

$$t_{пр} = \frac{0{,}001}{3 \cdot 10^6} = 0{,}33 \cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

Мы рассмотрели движение единичного электрона в равномерном поле, но в действительности в электронных лампах движется огромное количество электронов, которые создают в пространстве между электродами так называемый *пространственный* или *объемный заряд*, имеющий отрицательный потенциал. Он тормозит движение электронов и нарушает равномерность поля. Поэтому в действительности средняя скорость электронов несколько уменьшается, а время пролета в междуэлектродном пространстве несколько увеличивается. Практически время пролета в лампах получается порядка $10^{-8} \div 10^{-10}$ сек.

Если электрон влетает в поле со стороны анода (фиг. 50,*б*), имея некоторую начальную скорость, то поле будет для него *тормозящим*. Движение электрона в данном случае получается равномерно-замедленным. Электрон теряет постепенно свою энергию и передает ее полю.

В зависимости от соотношения между начальной скоростью электрона и разностью потенциалов, создавшей тормозящее поле, могут быть различные результаты движения электрона.

Имея достаточный запас энергии, электрон может долететь до другого электрода, несмотря на тормозящее действие поля. Но возможен и такой случай, когда электрон, не долетев до другого электрода, потеряет полностью свою энергию, остановится на момент, а затем будет двигаться ускоренно обратно к тому электроду, от которого он вылетел. В этом обратном движении поле для электрона является ускоряющим.

Таким образом, *в тормозящем электрическом поле электрон отдает свою энергию полю.*

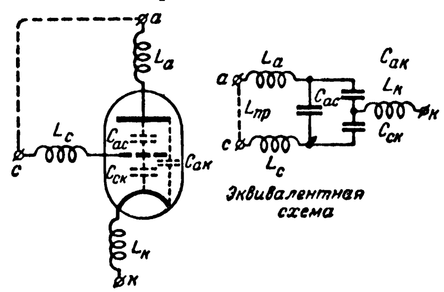
В заключение рассмотрим еще случаи, когда электрон влетает в электрическое поле, имея начальную скорость, направленную под некоторым углом к силовым линиям поля (фиг. 50,*в*).

Помимо изменения величины скорости электрона, в этих случаях происходит также изменение направления его движения и траектория электрона становится криволинейной. Электрон под действием поля отклоняется в сторону, противоположную направлению силовых линий, т. е. в область более положительного потенциала.

26. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ОБЫЧНЫХ ЛАМП НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Работа ламп обычного типа, т. е. диодов, триодов и др., на СВЧ затрудняется по ряду причин, рассматриваемых ниже.

Влияние собственных емкостей и индуктивностей. Между любыми двумя электродами каждой лампы имеется некоторая емкость. Вывод от любого электрода обладает некоторой индуктивностью. На фиг. 51 показаны для примера триод



Фиг. 51. Междуэлектродные емкости и индуктивности выводов у триода:

с его собственными емкостями и индуктивностями, а также эквивалентная схема лампы.

Эти емкости и индуктивности оказывают сильное влияние на работу ламп в диапазоне СВЧ. С одной стороны, они изменяют параметры колебательных систем, подключенных к лампе. В результате уменьшается собственная частота этих колебательных систем и становится невозможной настройка их на частоты выше некоторой предельной частоты.

Вообще каждая лампа обладает некоторой предельной частотой, которую называют *резонансной частотой лампы* ($f_л$). Она соответствует колебательному контуру, получающемуся при коротком замыкании выводов от электродов лампы.

Так, например, если замкнуть накоротко анод и сетку у триода, как показано пунктиром на фиг. 51, то образуется контур, у которого емкость $C = C_{ac} + \frac{C_{ак} \cdot C_{ск}}{C_{ак} + C_{ск}}$,

а индуктивность

$$L = L_a + L_c + L_{пр},$$

где $L_{пр}$ — индуктивность закорачивающего провода.

Работа лампы с каким-либо внешним колебательным контуром возможна лишь на частотах, более низких, чем резонансная частота $f_л$.

У различных ламп величина $f_л$ может быть весьма различной. Возьмем для примера лампу, имеющую $C = 10$ *пф* и $L = 0{,}016$ *мкгн*. У нее резонансная частота будет равна:

$$f_л = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{0{,}016\cdot10^{-6}\cdot10^{-11}}} \approx$$
$$\approx 400\cdot10^{6} \text{ гц} = 400 \text{ мггц},$$

что соответствует длине волны 75 *см*. Очевидно, что эта лампа непригодна для работы на дециметровом диапазоне, так как при наличии внешнего контура получится резонансная частота заметно ниже 400 *мггц*.

Помимо влияния на рабочий диапазон частот, индуктивности и емкости лампы, будучи включены в те или иные ее цепи, создают нежелательные положительные или отрицательные обратные связи и фазовые сдвиги, которые во многих случаях ухудшают работу схемы.

Наличие междуэлектродных емкостей также способствует уменьшению входного сопротивления ламп, т. е. сопротивления между сеткой и катодом, на которое нагружается генератор усиливаемого переменного напряжения. Кроме того, эти емкости, имея на сверхвысоких частотах весьма небольшое сопротивление, могут вызвать в генераторах появление значительных емкостных токов, нагревающих выводы от электродов и создающих дополнительные потери энергии.

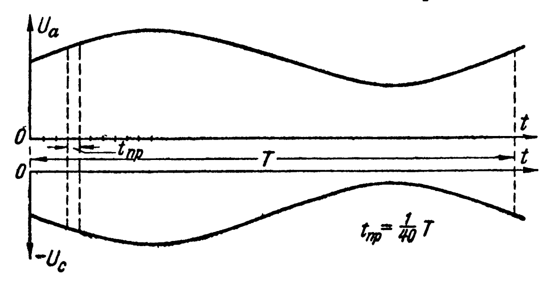
Так, например, емкость сетка—катод, равная 4 *пф*, на частоте 1 000 *мггц* ($\lambda = 30$ *см*) имеет сопротивление 40 *ом*. Если к этой емкости приложено переменное напряжение 40 *в*, то возникнет емкостный ток 1 *а*!..

Влияние инерции электронов. На сверхвысоких частотах время пролета электронов в лампе, несмотря на свою, казалось бы, весьма малую величину ($10^{-8} \div 10^{-10}$ сек.), становится соизмеримым с периодом колебаний. Лампа перестает быть безинерционным или малоинерционным прибором. Принято говорить, что на СВЧ проявляется *инерция электронов*.

Наличие инерции электронных процессов в лампе создает вредные фазовые сдвиги, искажает форму импульсов анодного тока и является причиной возникновения значительных сеточных токов. В результате получаются резкое

снижение входного сопротивления лампы, увеличение потерь в цепи сетки и на аноде лампы, а также уменьшение полезной мощности, отдаваемой в нагрузку.

Инерция электронов практически не играет никакой роли на частотах, соответствующих диапазонам метровых и более длинных волн. Действительно, если период колебаний T



Фиг. 52. Сравнение времени пролета с периодом колебаний для случая не очень высоких частот.

много больше, чем *время пролета* электронов в лампе $t_{пр}$, то переменные напряжения на электродах лампы за это время не успеют значительно измениться.

Это наглядно показывают графики фиг. 52, изображающие изменение напряжений на сетке и на аноде некоторой усилительной лампы для случая, когда период колебаний в 40 раз больше времени пролета электрона (например, если $t_{пр} = 10^{-9}$ сек., то $T = 40 \cdot 10^{-9}$ сек., что соответствует

$$f = \frac{1}{40 \cdot 10^{-9}\ \text{сек.}} = 25 \cdot 10^6\ \textit{гц} = 25\ \textit{мггц},\ \text{или}\ \lambda = 12\ \textit{м}).$$

Поэтому, рассматривая движение электронов в лампе, можно без большой ошибки считать, что полет каждого электрона от катода к аноду совершается при постоянных напряжениях на электродах. Это означает, что движение электронов происходит по обычным законам без каких-либо новых явлений, причем анодный ток изменяется соответственно изменениям сеточного напряжения. Переменная составляющая анодного тока будет совпадать по фазе с переменным напряжением на сетке.

Совсем иначе происходят электронные процессы в лампе для случая, когда время пролета будет одного порядка с периодом колебания. Бóльшую часть времени пролета электрона в лампе составляет время его пролета в промежутке катод — сетка, так как на этом участке пути ускоряющая разность потенциалов невелика.

Рассмотрим для примера такой случай, когда время пролета на этом участке равно половине периода, а рабочая точка с помощью сеточного смещения установлена в самом начале характеристики.

На более низких частотах при таком положении рабочей точки получилась бы работа лампы в режиме класса В, т. е. импульсы анодного тока проходили бы в течение положительных полупериодов переменного сеточного напряжения, а во время отрицательных полупериодов лампа была бы заперта.

Однако, если $t_{пр} = \frac{1}{2} T$, то работа лампы существенно изменится. Электроны, начавшие свое движение от катода в самом начале положительного полупериода, пролетят сетку в конце этого полупериода. Зато последующие электроны, начавшие свое движение позже, не успеют долететь до сетки во время положительного полупериода. Они еще будут находиться в пути, когда на сетке переменное напряжение уже изменит свой знак и, следовательно, поле между сеткой и катодом станет тормозящим. Многие электроны будут заторможены, остановятся, не долетев до сетки, и вернутся на катод. Это особенно относится к электронам, начавшим свое движение от катода в конце положительного полупериода, так как они почти сразу попадают в тормозящее поле.

Возвращение части электронов обратно на катод создает уменьшение импульсов анодного тока. Очевидно, уменьшится также и полезная мощность, отдаваемая лампой в анодное нагрузочное сопротивление. Кроме того, возникает бомбардировка катода возвращающимися электронами и от этого получается дополнительный нагрев катода. Мощность на этот нагрев расходуется от источника переменного сеточного напряжения.

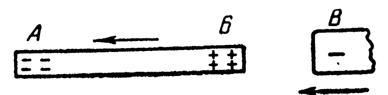
Если рассмотреть электронные процессы для случая работы лампы в режиме класса А, то можно прийти к таким же выводам: за счет инерции электронов уменьшается переменная составляющая анодного тока и происходит дополнительный нагрев катода от ударов возвращающихся электронов. Для других режимов работы получаются аналогичные результаты.

Конечно, описанные явления наблюдаются не только при $t_{пр} = \frac{1}{2} T$, но и вообще во всех случаях, когда время пролета и период колебаний соизмеримы, т. е. на сверхвысоких частотах.

27. ИНДУКЦИОННЫЕ ТОКИ В ЦЕПЯХ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП

Для понимания работы электронных ламп на СВЧ необходимо познакомиться с индукционными токами в цепях этих ламп. Проявления индукционных токов тесно связаны с инерцией электронов, и поэтому они имеют значение только на сверхвысоких частотах.

При рассмотрении работы ламп обычно в целях упрощения считают, что ток в цепи какого-либо электрода образуется за счет непосредственного попадания на этот электрод потока электронов, летящих внутри лампы. Такой поток электронов внутри лампы называют *конвекционным током*[1].



Фиг. 53. Явление электростатической индукции (заряд *В* приближается к проводнику *АБ*).

Более глубокое изучение работы электронных ламп показало, что ток во внешней части цепи любого электрода лампы является *индукционным током* (иначе его называют *наведенным током*). Сущность индукционного тока легко уяснить, если вспомнить явление электростатической индукции.

Пусть имеется незаряженный проводник *АБ* (фиг. 53), к одному концу которого приближается отрицательный электрический заряд *В*. Тогда электроны, имеющиеся в проводнике *АБ*, будут отталкиваться зарядом *В*. Они уйдут в некотором количестве на удаленный от индуктирующего заряда конец проводника *А* и там получится отрицательный заряд. На ближнем к индуктирующему заряду конце проводника *Б* получится недостаток электронов, т. е. положительный заряд. Во время этого процесса вдоль проводника *АБ* пройдет некоторый ток, который и является индукционным током. Величина этого тока тем больше, чем больше индуктирующий заряд *В* и чем быстрее он приближается к проводнику *АБ*.

Если удалять заряд *В* от проводника *АБ*, то произойдет обратное явление: электроны будут возвращаться из *А* в *Б* и, следовательно, в проводнике *АБ* пройдет индукционный ток обратного направления, величина которого попрежнему определяется скоростью движения заряда *В*.

---

[1] Известно также, что в цепях электронной лампы могут существовать еще *емкостные токи*, возникающие за счет наличия междуэлектродных емкостей, и *токи утечки*, причиной которых является несовершенство изоляции между электродами.

Итак, *приближение электрического заряда к какому-либо проводнику вызывает появление в этом проводнике индукционного тока, имеющего направление, совпадающее с направлением движения индуктирующего заряда.* При перемене направления движения этого заряда индукционный ток в проводнике также пойдет в обратную сторону.

В электронных лампах роль индуктирующего отрицательного заряда играет поток электронов, движущихся от одного электрода к другому, т. е. конвекционный ток. Такие конвекционные токи внутри лампы всегда возбуждают индукционные токи во внешних проводах, соединенных с электродами лампы. Величина индукционного тока возрастает при увеличении количества и скорости летящих электронов, а также при уменьшении расстояния между ними и данным электродом.

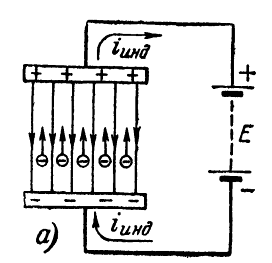
Действительно, пусть, например, на анод диода, имеющего накаленный катод, мгновенно включается постоянное напряжение. Тогда от катода к аноду внутри лампы начнет двигаться с ускорением поток электронов, который вызовет появление нарастающего индукционного тока во внешней части анодной цепи. Таким образом, анодный ток начинается не в момент, когда электроны достигнут анода, а в момент, когда они начнут удаляться от катода.

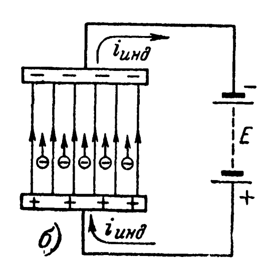
При постоянных напряжениях или на сравнительно невысоких частотах, когда $t_{пр} \ll T$, индукционный ток в анодной цепи диода численно равен конвекционному току. Именно это обстоятельство позволяет нам в данных случаях вообще не вводить понятие об индукционном токе. Но на сверхвысоких частотах, когда за время пролета электронов от одного электрода до другого напряжения значительно изменяются, необходимо рассматривать индукционные токи в цепях этих электродов. Можно представить себе даже такой случай, когда электроны совершают колебание, например в промежутке катод—анод, но из-за своей инерции не успевают попадать на анод. Однако они будут наводить в анодной цепи переменный индукционный ток.

С помощью индукционного тока можно лучше понять преобразование энергии, совершающееся при движении электронов в электрическом поле. Рассмотрим для примера движение электронов в ускоряющем или тормозящем поле между двумя электродами, считая, что это поле создано источником э. д. с. в виде аккумуляторной батареи (фиг. 54).

Поток летящих внутри лампы электронов создает в цепи батареи индукционный ток, направление которого совпадает с направлением конвекционного тока (фиг. 54); как и везде далее, стрелки показывают направление движения электронов от минуса к плюсу, а не условное направление тока от плюса к минусу.

Нетрудно видеть, что в случае ускоряющего поля (фиг. 54,*а*) индукционный ток, проходящий через батарею, является для нее разрядным током. Батарея разряжается, т. е. расходует свою энергию, которая с помощью электри-





Фиг. 54. Индукционный ток при движении электронов в поле, созданном постоянным напряжением батареи.

ческого поля передается летящим электронам и увеличивает их кинетическую энергию. А в случае тормозящего поля (фиг. 54,*б*) индукционный ток, наоборот, является для батареи зарядным током, т. е. электроны в тормозящем поле отдают свою энергию, которая накапливается в батарее.

Рассмотренные процессы заряда и разряда аккумуляторной батареи индукционным током, конечно, не имеют практического применения в технике СВЧ, и мы их привели только в качестве наглядных примеров.

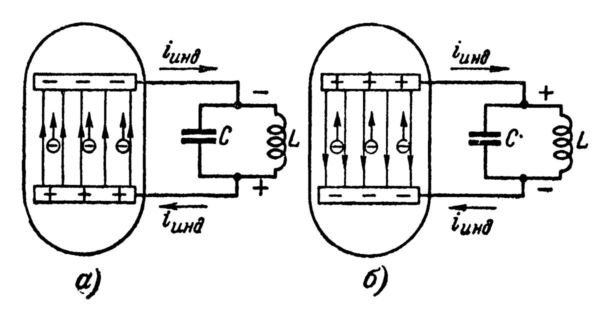
Важным процессом является возникновение индукционных токов в колебательных контурах, подключенных в лампе.

На фиг. 55 изображен колебательный контур, состоящий из емкости *C* (ею, в частности, может быть емкость между двумя электродами лампы) и индуктивности *L*. Пусть в этом контуре происходят свободные затухающие колебания. Тогда на зажимах контура и на электродах лампы будет переменное напряжение. Предположим, что между электродами движется поток электронов (вопрос о том, каким способом получен этот поток электронов, пока не имеет значения).

Если поле, созданное переменным напряжением на электродах, является тормозящим для электронов (фиг. 55,*а*),

то индукционный ток $i_{инд}$ будет являться током, питающим контур. Действительно направление этого тока таково, что создаваемое им на контуре падение напряжения совпадает по фазе с переменным напряжением, имеющимся на контуре от свободных колебаний. Это значит, что индукционный ток препятствует затуханию колебаний в контуре. Иначе говоря, часть кинетической энергии летящих электронов передается в контур и поддерживает там колебательный процесс.

Но если поле, созданное переменным напряжением, будет ускоряющим для электронов (фиг. 55,*б*), то индукционный ток создает на контуре падение напряжения, противополож-



Фиг. 55. Индукционный ток при движении электронов в поле, созданном переменным напряжением контура.

ное по фазе переменному напряжению свободных колебаний, т. е. способствующее более быстрому затуханию колебаний. В данном случае контур теряет часть своей энергии на увеличение скорости полета электронов и поэтому затухание колебаний в контуре увеличивается.

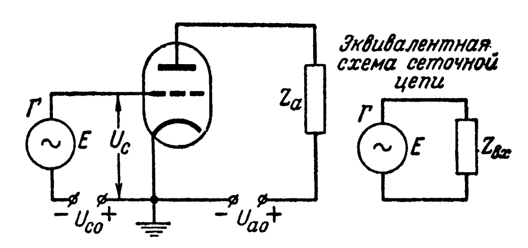
Таким образом, для уменьшения или даже прекращения затухания, т. е. для поддержания колебаний в контуре, необходимо направлять между электродами поток электронов в те промежутки времени, когда электрическое поле является тормозящим.

28. ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ЛАМП И ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ В ЛАМПАХ

В каждом усилительном каскаде большое значение имеет величина *входного сопротивления лампы*, т. е. того сопротивления, которое лампа как нагрузка оказывает источнику усиливаемого переменного напряжения.

Рассмотрим работу сеточной цепи усилительного каскада, изображенного в общем виде на фиг. 56. Генератор переменного усиливаемого напряжения $Г$ имеет э. д. с. E и нагружен на входное сопротивление лампы $Z_{вх}$. Это сопротивление обычно является сложным и имеет активную и реактивную составляющие. Приближенно мы будем считать его чисто активным и обозначим $R_{вх}$.

Всегда желательно, чтобы $R_{вх}$ было очень большим. В идеальном случае $R_{вх}=\infty$ и тогда цепь сетки разомкнута. Но если тока в цепи сетки нет, то нет потери напряжения на внутреннем сопротивлении генератора $Г$, и вся



Фиг. 56. Схема усилительного каскада.

его э. д. с. будет передана на сетку ($U_c=E$). Кроме того, в этом случае генератор $Г$ может иметь любую, сколь угодно малую мощность, так как от него не потребляется энергия. Практически режим работы, близкий к таким идеальным условиям, получается только на достаточно низких частотах, когда можно пренебречь емкостным током, проходящим через входную емкость лампы, причем для того, чтобы электроны не попадали на сетку и не создавали сеточный ток, напряжение смещения U_{c0} должно превышать амплитуду усиливаемого переменного напряжения ($U_{c0}\geqslant U_{mc}$).

На высоких частотах $R_{вх}$ не равно бесконечности. Чем оно меньше, тем больше переменный ток в цепи сетки I_c. С увеличением этого тока растет потеря напряжения на внутреннем сопротивлении генератора $R_г$ и соответственно уменьшается полезное напряжение на сетке, которое всегда равно:

$$U_c=E-I_cR_г.$$

Растет также мощность, теряющаяся в самом входном сопротивлении $P_{вх}=I_c^2 R_{вх}$, и полная мощность в цепи сетки

$P_c = I_c \cdot E$, которую должен развивать генератор *Г*. Таким образом, приходится ставить условие, чтобы генератор *Г* был способен развивать эту мощность.

Усилительный каскад принято характеризовать величиной *коэффициента усиления* K, который показывает, во сколько раз усиливается переменное напряжение. На высоких частотах важно также знать *коэффициент усиления по мощности* K_p, показывающий, во сколько раз усиливается мощность:

$$K_p = \frac{P_{вых}}{P_{вх}},$$

где $P_{вых}$ — полезная мощность, отдаваемая лампой в анодную нагрузку.

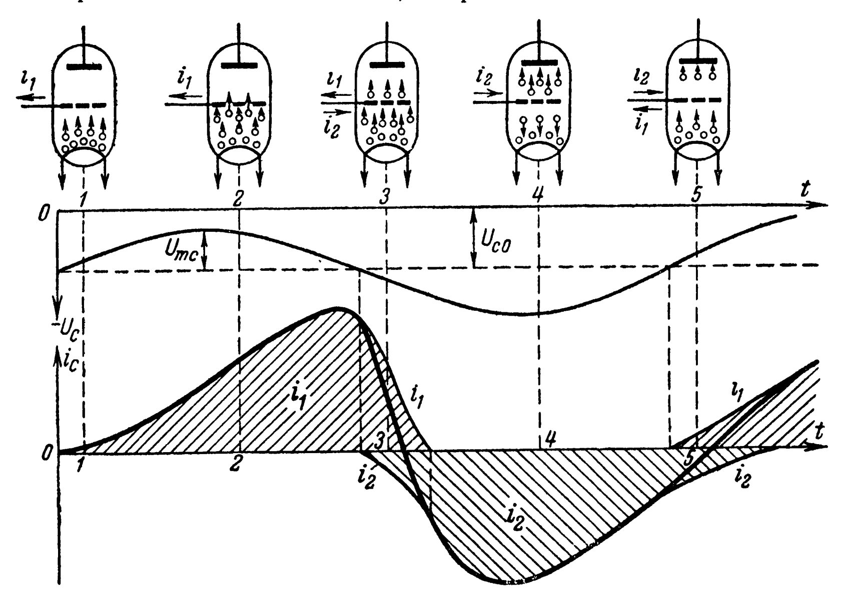
При малом значении входного сопротивления мощность $P_{вх}$ может настолько возрасти, что K_p станет равен единице или даже будет еще меньше. Практически следует считать нецелесообразным применение усилителей, дающих усиление мощности меньше, чем в 2—3 раза.

С переходом на СВЧ входное сопротивление обычных ламп резко уменьшается и поэтому усиление мощности на этих частотах получается малым или даже совсем отсутствует. Уменьшение входного сопротивления ламп на СВЧ объясняется возникновением индукционных токов в цепи сетки.

В зависимости от соотношения времени пролета и периода колебаний, соотношения расстояний катод — сетка и сетка — анод и величины напряжений на электродах процессы в триоде могут происходить различно, но все же в любом случае за счет проявления инерции электронов на СВЧ получаются большие индукционные сеточные токи, приводящие к резкому уменьшению входного сопротивления. Чтобы это было ясно, рассмотрим приближенно процессы, происходящие в триоде в некотором частном случае.

Предположим, что триод работает в усилительном каскаде в режиме класса B_1, т. е. смещение на сетке равно запирающему напряжению и амплитуда переменного напряжения не превышает величины смещения, так что электроны с катода на сетку не попадают. На фиг. 57 показаны процессы, происходящие в таком триоде на СВЧ, когда электрон летит от катода до сетки в течение одного полупериода и примерно столько же времени от сетки до анода.

Во время положительного полупериода переменного сеточного напряжения из электронного облачка, окружающего катод, к сетке полетят электроны (моменты *1* и *2* на фиг. 57). Этот электронный поток, приближаясь к сетке, наводит в ее цепи постепенно нарастающий индукционный ток i_1. Нарастание этого тока происходит в течение всего положительного полупериода за счет того, что в течение всего этого времени число электронов, уходящих от катода и приближающихся к сетке, возрастает.



Фиг. 57. Возникновение индукционных сеточных токов в триоде на сверхвысоких частотах.

Но после того как начнется отрицательный полупериод, новые электроны уже не будут уходить из облачка, окружающего катод, по направлению к сетке. Часть электронов, имея значительную скорость, пролетит сквозь сетку и, попав в ускоряющее поле анода, будет удаляться от сетки (момент *3*), создавая в ее цепи индукционный ток обратного направления i_2. Ток i_1 при этом будет спадать, так как число электронов, приближающихся к сетке со стороны катода, уменьшается.

Возрастанию тока i_2 и уменьшению тока i_1 способствует еще и то обстоятельство, что многие электроны, подлетающие к сетке тогда, когда отрицательное напряжение на ней

велико, не смогут преодолеть тормозящее поле, остановятся и начнут двигаться обратно на катод. В какой-то момент во время отрицательного полупериода уже совсем не будет электронов, приближающихся к сетке, и тогда ток i_1 уменьшится до нуля. Далее будет существовать только ток i_2 за счет того, что часть электронов продолжает удаляться от сетки к аноду, а другая часть также удаляется от сетки, возвращаясь на катод (момент *4*). По мере того как все эти электроны удаляются от сетки, ток i_2 постепенно спадает до нуля.

Таким образом, в рассмотренном случае в цепи сетки получаются два больших импульса индукционного тока, имеющих противоположные направления и лишь незначительно перекрывающих друг друга по времени. Суммарный ток в цепи сетки является переменным током. Он показан на фиг. 57 жирной линией. На создание этого тока затрачивается значительная энергия от источника переменного сеточного напряжения. Выясним, куда она расходуется.

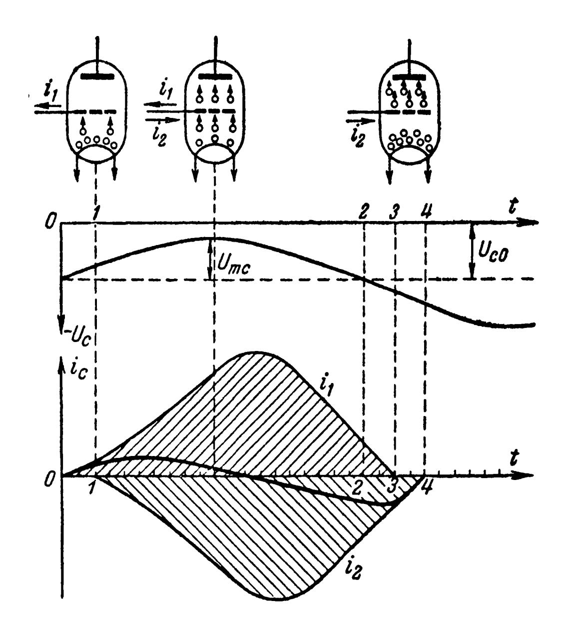
Нетрудно установить, что энергия индукционного тока в конечном итоге бесполезно теряется на дополнительный нагрев анода и катода конвекционным током. Действительно, положительный полупериод сеточного напряжения, ускоряя электроны, летящие от катода, дает им некоторую дополнительную энергию, а во время отрицательного полупериода сеточного напряжения сетка отталкивает электроны, движущиеся к аноду, и они опять получают дополнительную энергию. В результате электроны бомбардируют с большой силой анод, который дополнительно нагревается.

Кроме того, электроны, не пролетающие сквозь сетку, а поворачивающие обратно на катод, также отталкиваются сеткой во время отрицательного полупериода и получают еще некоторую энергию. Эти электроны бомбардируют катод со значительной скоростью и вызывают его дополнительный нагрев.

Как видно, источник сеточного переменного напряжения в течение всего периода отдает свою энергию электронам, летящим внутри лампы, а они, в свою очередь, расходуют эту энергию на бомбардировку анода и катода.

Следует отметить, что проведенное нами рассмотрение электронных процессов для данного случая является весьма приближенным, но оно все же дает грубое представление о происходящих явлениях. Точный анализ работы ламп на СВЧ весьма сложен и выходит за рамки нашей книги.

На более низких частотах, когда $t_{пр} \ll T$, в цепи сетки появляются весьма малые индукционные токи, вызывающие ничтожный расход энергии со стороны источника переменного сеточного напряжения. Для иллюстрации этого на фиг. 58 показаны электронные процессы и индукционные сеточные токи в триоде, работающем в том же режиме, как и в предыдущем случае, но только на такой частоте,



Фиг. 58. Индукционные сеточные токи в триоде при малом влиянии инерции электронов ($t_{пр} \ll T$).

при которой время пролета электрона от катода до сетки $t_{пр} = \frac{1}{20} T$ (например, если $t_{пр} = 10^{-9}$ сек., то $T = 20 \times \times 10^{-9}$ сек., что соответствует $f = 50$ *мггц*, или $\lambda = 6$ *м*). Такое же время электроны летят от сетки до анода.

В начале положительного полупериода в течение $\frac{1}{20} T$ электроны движутся только на участке катод — сетка и приближаются к сетке, создавая нарастающий индукционный ток i_1. Этот ток продолжается и далее в течение всего положительного полупериода, причем его изменение при-

близительно соответствует синусоидальному изменению сеточного напряжения, так как количество электронов, уходящих от катода, очевидно, определяется величиной напряжения на сетке.

Но кроме тока i_1, через $\frac{1}{20}T$ (момент *1*) начинается нарастание противоположно направленного индукционного тока i_2, создаваемого электронами, пролетевшими сетку и удаляющимися от нее к аноду. Изменения этого тока повторяют изменения тока i_1, так как все электроны, движущиеся сначала в промежутке катод—сетка, попадают затем в промежуток сетка—анод. Однако ток i_2 запаздывает в своих изменениях от изменений тока i_1 на $\frac{1}{20}T$.

Мы рассматриваем работу лампы в режиме класса В. Поэтому в момент *2*, соответствующий окончанию положительного полупериода сеточного напряжения, прекращается уход электронов из электронного облачка около катода, но ток i_1 спадает до нуля лишь через $\frac{1}{20}T$ (момент *3*), когда последние ущедшие от катода электроны пролетают сквозь сетку. А ток i_2 будет продолжаться еще $\frac{1}{20}T$ до момента *4*, когда эти электроны дойдут до анода. Далее на протяжении остальной части отрицательного полупериода лампа заперта (нет движущихся к сетке и аноду электронов и не возникает никаких индукционных токов).

Таким образом, и в данном случае получаются два импульса индукционного сеточного тока i_1 и i_2, но они почти противоположны друг другу по фазе. Результирующий индукционный ток в цепи сетки показан на фиг. 58 жирной линией. Он много меньше, чем в предыдущем случае.

Если частота станет еще ниже, то сдвиг фаз между импульсами индукционного тока i_1 и i_2 будет приближаться к 180° и результирующий ток станет еще меньше. А при постоянном напряжении на сетке от катода на анод движется постоянный электронный поток, создающий в цепи сетки два равных, но противоположных по направлению индукционных тока, которые взаимно уничтожатся. Практически то же самое получается на низких частотах и на обычных радиочастотах, когда сдвиг фаз между импульсами токов i_1 и i_2 весьма близок к 180°.

Теория дает следующую формулу для расчета результирующего индукционного тока в цепи сетки I_c, появляющегося под влиянием переменного сеточного напряжения U_c:

$$I_c = kSf^2 t_{np}^2 U_c,$$

где k — коэффициент, зависящий от конструкции электродов и величины постоянных напряжений на них;

S — крутизна лампы;

t_{np} — время пролета электрона в промежутке катод — сетка.

Отсюда для входного сопротивления получается следующее выражение:

$$R_{вх} = \frac{U_c}{I_c} = \frac{1}{kSt_{np}^2 f^2}.$$

Величины k, S и t_{np} для данной лампы и определенных напряжений на электродах являются постоянными. Заменяя их одной постоянной величиной a и переходя от частоты к длине волны, получим:

$$R_{вх} = a\lambda^2.$$

Так как расчет коэффициента a весьма сложен и неточен, то он определен для многих ламп экспериментально. При таком определении величины a учитывается влияние на входное сопротивление не только инерции электронов, но и других явлений, вызывающих потери энергии (см. далее). Если выражать λ в метрах, а $R_{вх}$ в омах, то для некоторых приемно-усилительных ламп, работающих при нормальных питающих напряжениях, величина a имеет следующее значение: 6Ж4—110; 6Ж7—180; 6К7—210; 12Ж1Л—750; 6Ж1Ж—2 200. Например, для лампы 6Ж1Ж, работающей на волне $\lambda = 50$ *см*, получаем $R_{вх} = 2\,200 \cdot 0{,}5^2 = 550$ *ом*.

Как видно, входное сопротивление получается весьма малым, и это может привести к недопустимому снижению усиления. Действительно коэффициент усиления каскада, работающего на пентоде, можно определить по формуле

$$K \approx SR_a,$$

где R_a — сопротивление анодной нагрузки. Если в качестве такой нагрузки применяется резонансный контур, то параллельно к нему будет подключено входное сопротивление лампы следующего каскада, и поэтому общее сопротивле-

ние нагрузки окажется меньше $R_{вх}$. Для усилителя с лампами 6Ж1Ж, работающими на волне 50 *см* и имеющими $S=1{,}4$ *ма/в*, можно приближенно считать, что $R_a=500$ *ом*, так как $R_{вх}=550$ *ом*. Но тогда $K=1{,}4\cdot10^{-3}\cdot500=0{,}7$, и следовательно, каскад вместо усиления дает ослабление.

Необходимо отметить, что указанный расчет $R_{вх}$ справедлив только для случая малых переменных напряжений. При больших амплитудах переменных напряжений (в генераторах и передатчиках) расчет значительно усложняется.

Помимо потерь энергии за счет инерции электронов в лампах, работающих на СВЧ, имеется еще и ряд других потерь.

Вследствие поверхностного эффекта резко возрастает активное сопротивление самих электродов и выводов от них. По поверхности этих металлических проводников проходят значительные токи, главным образом индукционные и емкостные, которые создают бесполезный нагрев. Также резко увеличиваются на СВЧ потери во всех твердых диэлектриках, находящихся под воздействием переменного электрического поля, в частности получаются значительные потери в стекле баллона лампы.

Большие потери энергии в лампах ухудшают к. п. д. усилителей и генераторов, работающих на СВЧ, создают чрезмерный нагрев самих ламп и дают резкое снижение качества контуров, подключенных к лампам.

Контуры в виде резонансных линий (симметричных или коаксиальных) или объемных резонаторов сами имеют весьма высокую добротность Q, доходящую до тысяч и даже десятков тысяч, но когда эти контуры присоединяются к лампе, то их добротность резко падает (часто до величин порядка сотен), так как в лампах получаются большие потери энергии. Это явление совершенно аналогично тому, как уменьшается добротность обычного контура, если его зашунтировать сравнительно малым сопротивлением.

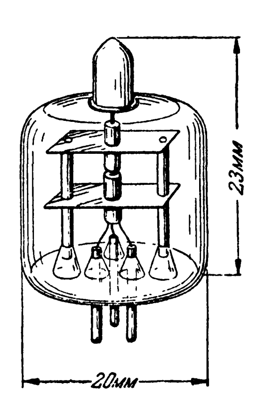
Значительные потери энергии являются одним из главных недостатков ламп, работающих на СВЧ. В настоящее время усилия ученых и инженеров направлены на то, чтобы по возможности уменьшить эти потери.

29. ЛАМПЫ ОБЫЧНОГО ТИПА ДЛЯ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Специальные лампы обычного типа (диоды, триоды и т. д.) для СВЧ конструируются так, чтобы междуэлектродные емкости и индуктивности выводов были как можно

меньше. Для уменьшения влияния инерции электронов расстояния между электродами также делаются малыми. Наконец, принимаются меры к уменьшению различных видов потерь энергии, в частности для баллона используется специальное стекло с малыми потерями или радиокерамика. В генераторных лампах особое значение приобретает хорошее охлаждение анода и всей лампы в целом, так как из-за больших потерь энергии лампы сильно нагреваются.

Лампы обычного типа для СВЧ предназначены для дециметрового диапазона и, конечно, могут еще лучше работать на более длинных волнах, но для сантиметровых волн они непригодны.



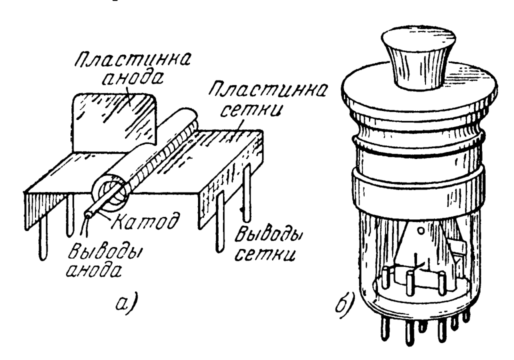
Фиг. 59. Миниатюрный диод для дециметровых волн.

Довольно распространенными лампами для СВЧ являются лампы типа «желудь», которые используются главным образом на метровых и частично на дециметровых волнах. Они представляют собой маломощные диоды, триоды и пентоды, предназначенные для работы в приемниках и гетеродинах. Особенности их конструкции состоят в том, что электроды имеют сравнительно малые размеры и выводы от них сделаны в виде коротких прямых проводов, выходящих в разные стороны через баллон. Все это дает заметное уменьшение междуэлектродных емкостей и индуктивностей выводов. Желуди могут работать на частотах не выше 500 *мггц*.

Пальчиковые лампы также в основном применяются на метровых волнах и в более длинноволновой части дециметрового диапазона.

Примером специальной лампы для дециметровых волн может служить миниатюрный диод, изображенный на фиг. 59. Он имеет подогревный катод, у которого рабочая поверхность, эмиттирующая электроны, представляет собой диск площадью порядка 1 *мм*². На очень малом расстоянии от него находится такой же анод. Выводы от подогревателя и катода имеют вид коротких прямых проводников, проходящих сквозь утолщенное основание баллона, а вывод анода сделан на верхний контакт. Такой диод применяется для детектирования и может давать выпрямленный постоянный ток до 0,1 *ма*.

На фиг. 60 показаны внешний вид и конструкция электродов генераторного маломощного триода типа LD1, работающего на волнах не короче 25 *см*. В этой лампе подогревный катод обычного типа окружен спиральной сеткой. Витки сетки соединены с металлической пластинкой, которая является выводом сетки и служит также для лучшего охлаждения. От этой пластинки сквозь основание баллона лампы проходят два штырька.



Фиг. 60. Конструкция электродов и внешний вид триода DL1.

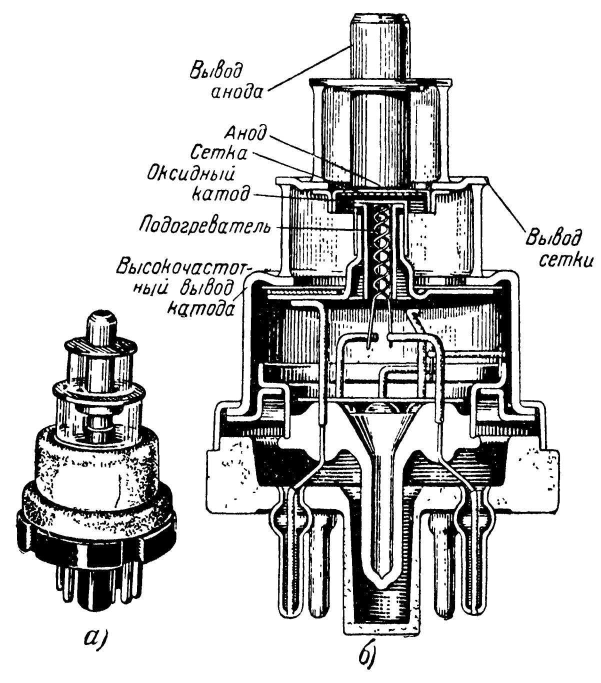
Анод имеет вид цилиндра с продольным разрезом, через который проходит пластинка сетки. Вывод анода также сделан сначала пластинкой с дополнительным ребром для лучшего охлаждения, а через баллон от этой пластинки выходят два проводничка. Конструкция выводов в форме пластинок с двумя штырьками дает некоторое уменьшение индуктивности. Лампа LD1 на волне 25 *см* может дать полезную мощность порядка 0,5 *вт*, а на волне 50 *см* — до 2 *вт*.

Специально для дециметрового диапазона сконструированы лампы с *дисковыми* и *цилиндрическими выводами*. Примером таких ламп может служить «маячковый» триод, изображенный на фиг. 61. Подогревный катод у него имеет эмиттирующую часть в виде диска.

Вывод от катода для постоянного тока сделан на один из штырьков цоколя, а кроме того, имеется еще высокочастотный вывод катода в виде металлического цилиндра, связанного с катодом через емкость.

Сетка также имеет форму диска и находится на очень малом расстоянии от катода (порядка 0,1 *мм*) для того, чтобы время пролета электронов в этом промежутке было малым. Вывод от сетки сделан в виде плоского металличе-

ского кольца, пересекающего стекло баллона лампы. Такой вывод имеет очень малую индуктивность. Его можно считать как бы состоящим из большого числа параллельно включенных и расположенных радиально выводов, каждый из которых имеет форму прямого проводничка. Но при параллельном соединении общая индуктивность и активное сопротивление уменьшаются. Увеличивая число этих выводов, можно в конце концов слить их в одно общее кольцо.



Фиг. 61. Внешний вид и устройство маячковой лампы.

Анод сделан в виде сплошного металлического цилиндра, впаянного в стекло, причем его рабочая поверхность, принимающая на себя электронный поток, также имеет форму диска и расположена близко к сетке.

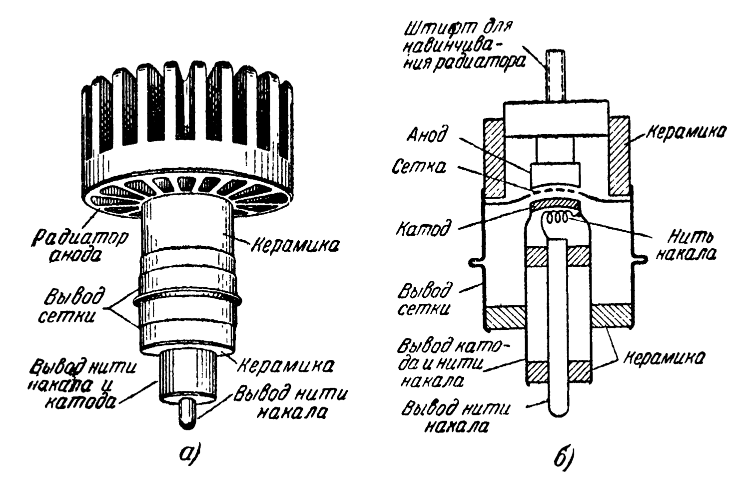
Стеклянный баллон лампы состоит из двух самостоятельных цилиндрических частей, которые припаяны с разных сторон к сеточному диску.

Конструкция выводов от электродов в виде цилиндров и дисков различного диаметра служит для удобного соединения лампы с коаксиальными резонансными линиями или

с объемными резонаторами. Цилиндрические и дисковые выводы в этом случае являются частью металлических стенок той или иной колебательной системы.

Маячковые триоды имеют небольшую мощность и применяются в усилителях высокой частоты приемников и в гетеродинах, а также в маломощных передатчиках.

Для более мощных генераторов и передатчиков, в частности для передатчиков, работающих с большой мощностью в импульсном режиме, используются *металлокерамические* триоды, несколько напоминающие по принципу своей конструкции маячковые лампы. Они также предназначены для соединения с коаксиальными колебательными системами.

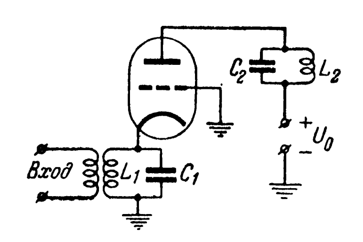


Фиг. 62. Металлокерамический триод с радиатором для охлаждения анода.

На фиг. 62 показаны внешний вид металлокерамической лампы и ее устройство. Рабочие поверхности катода, сетки и анода в этой лампе также имеют форму дисков, расположенных очень близко друг к другу. Иногда поверхность электродов делается несколько выгнутой, а не плоской. Катод применяется подогревный оксидный. Вывод от него сделан в виде цилиндра, причем он одновременно является и выводом одного конца нити накала. Второй вывод нити идет внутри этого цилиндра. От сетки вывод сделан в форме диска, переходящего затем в цилиндр, выполняющий роль некоторой части баллона лампы.

Анод изготовлен в виде массивного цилиндра, и его расширенная часть припаяна к керамическому цилиндру, служащему частью баллона. С другой стороны этот керамический цилиндр спаян с выводом сетки. Между выводами сетки и катода также имеется керамическое кольцо. Спаи металла с керамикой являются особенностями ламп этого типа. Применяемый керамический материал является специальным радиофарфором, дающим малые потери на СВЧ.

Для лучшего охлаждения анода у лампы имеется массивный ребристый радиатор, который навинчивается на специальный штифт анодного вывода. Радиатор обдувается воздухом от вентилятора. Лампы этого типа могут работать и без радиатора, но тогда допустимая мощность рассеяния на аноде и наибольшая полезная мощность, получаемая от лампы, значительно снижаются.



Фиг. 63. Усилитель с заземленной сеткой

Некоторые типы металлокерамических ламп могут применяться для генерации колебаний с частотой до 3 750 *мггц* ($\lambda = 8$ *см*).

Более сложные лампы, чем триоды, для дециметрового диапазона пока не получили применения, что объясняется двумя причинами. При большем числе сеток приходится соответственно увеличивать расстояние между анодом и катодом и тогда возрастает время пролета электронов. Кроме того, в приемных лампах увеличение числа электродов приводит к возрастанию собственных шумов, создаваемых лампами. Таким образом, и в генераторах с самовозбуждением, и в усилителях дециметрового диапазона применяются триоды.

Каскады усиления на триодах для устранения возможности самовозбуждения строятся обычно по *схеме с заземленной сеткой*, предложенной М. А. Бонч-Бруевичем в 1931 г. Принцип построения этой схемы показан на фиг. 63.

Особенностью является то, что входной контур L_1C_1 включен в провод катода и поэтому он одновременно входит в цепь сетки и в цепь анода, создавая тем самым сильную отрицательную обратную связь по току, которая значительно уменьшает коэффициент усиления каскада. Сетка лампы заземлена, т. е. соединена с минусом анодного источника U_0. Нетрудно понять, что она в данной схеме выпол-

няет роль экранной сетки и уменьшает паразитную связь между анодной и сеточной цепями через внутриламповую емкость анод — катод $C_{ак}$. Чтобы сетка являлась хорошим экраном, она делается густой, и поэтому коэффициент усиления таких триодов получается большим (до 100 и более). Благодаря применению густой сетки емкость анод — катод у маячковых и металлокерамических ламп уменьшается до сотых долей пикофарады.

30. ДВУХКОНТУРНЫЙ КЛИСТРОН

Рассмотренные выше специальные триоды все же непригодны для сантиметровых волн. На этих волнах довольно успешно применяются клистроны, принцип работы которых основан на модуляции скорости электронного потока, впервые предложенной проф. Д. А. Рожанским в 1932 г. При использовании модуляции электронного потока по скорости в электронных приборах СВЧ значительное время пролета электронов не является вредным. Наоборот, оно необходимо для нормальной работы прибора.

Клистроны могут быть двух типов: *двухконтурные* или *пролетные*, пригодные для генерации и усиления колебаний СВЧ, и *отражательные* или *одноконтурные*, работающие только в качестве генераторов.

Первые двухконтурные клистроны были построены по идеям Д. А. Рожанского инженером А. Арсеньевой в 1935 г. Отражательный клистрон, имеющий особенно широкое применение в настоящее время, изобретен в 1939 г. инженером В. Ф. Коваленко.

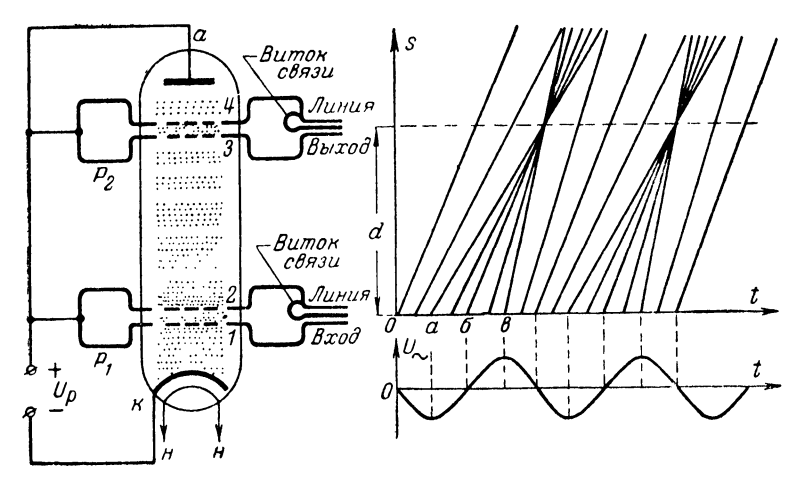
Схема устройства двухконтурного клистрона и его включение для случая усиления колебаний показаны на фиг. 64. На пути электронного потока от катода к аноду имеется две пары сеток. Эти сетки являются частями стенок двух объемных резонаторов P_1 и P_2.

Первый резонатор P_1 является *входным контуром*. К нему с помощью коаксиальной линии и витка (петли) связи подводятся усиливаемые колебания с частотой f. Две его сетки *1* и *2* образуют *модулятор*, называемый иначе *группирователем*. В промежутке между этими сетками происходит модуляция скорости электронов.

Второй резонатор P_2 является *выходным контуром*. В нем получаются усиленные колебания. Энергия этих колебаний отбирается от резонатора с помощью витка связи и коаксиальной линии. Сетки *3* и *4* резонатора P_2 образуют

уловитель. На оба резонатора и на анод подано высокое положительное напряжение U_p. Оно создает между сеткой *1* и катодом ускоряющее поле, под влиянием которого электроны влетают в модулятор со значительной начальной скоростью v_0. Для увеличения электронного потока иногда между сеткой *1* и катодом помещают еще одну сетку, имеющую также положительный потенциал.

Если в резонаторе P_1 происходят колебания, то между сетками *1* и *2* существует переменное электрическое поле, которое действует на электронный поток и изменяет (мо-



Фиг. 64. Принцип устройства и работы двухконтурного клистрона.

дулирует) его скорость. В тот полупериод, когда на сетке *2* имеется положительный, а на сетке *1* — отрицательный потенциалы [1], поле между сетками будет ускоряющим, и электроны, проходящие модулятор, получат некоторую добавочную скорость Δv.

Во время отрицательного полупериода на сетке *2* потенциал отрицательный, а на сетке *1* — положительный, т. е. переменное поле в резонаторе становится тормозящим для электронов, которые уменьшают свою скорость на величину Δv. И только те электроны, которые проходят модулятор во время нулевой фазы колебаний, будут продолжать свое движение с неизменной скоростью v_0.

[1] Имеются в виду, конечно, переменные потенциалы, причем не следует забывать, что эти потенциалы имеются только на внутренних поверхностях сеток.

Таким образом, из модулятора в пространство между сетками 3 и 2, называемое *пространством группирования* (или пространством дрейфа), попадают электроны с разными скоростями. В пространстве группирования нет электрического поля, так как между сетками 3 и 2 нет никакой разности потенциалов, и электроны летят по инерции с неизменными скоростями. Поэтому электроны, имеющие бóльшие скорости, догоняют электроны, движущиеся с меньшими скоростями, и в результате электронный поток разбивается на отдельные более плотные группы электронов — *электронные сгустки.* Такое постепенное превращение равномерного электронного потока в электронный сгусток показано на фиг. 64 (электроны изображены точками). Иначе можно сказать, что за счет модуляции электронного потока по скорости в пространстве группирования получается модуляция этого потока по плотности.

Образование электронных сгустков можно наглядно показать графически. На той же фиг. 64 даны графики зависимости пути s от времени t для электронов, проходящих модулятор в различные моменты времени. Здесь же показан график переменного напряжения в резонаторе P_1. Расстояние s отсчитывается от модулятора. Так как электроны движутся в пространстве группирования равномерно, то графиками их движения будут прямые линии. Наклон этих линий показывает скорость движения.

Рассмотрим движение трех электронов, проходящих модулятор в моменты времени *а*, *б* и *в*, соответствующие отрицательной амплитудной, нулевой и положительной амплитудной фазам колебания резонатора P_1.

Предположим, что все электроны влетают в модулятор с одной и той же скоростью, и будем считать, что время их пролета через модулятор много меньше периода T. Тогда электрон, проходящий в момент *б*, будет лететь далее с прежней скоростью v_0, и графиком его движения будет прямая линия с некоторым средним наклоном. График движения электрона, проходящего модулятор в момент *а*, будет иметь меньший наклон, так как его скорость меньше. А электрон, соответствующий моменту *в*, получит дополнительную скорость, и его график пойдет круче.

Все три прямые пересекаются примерно в одной точке. Это значит, что все три электрона в некоторой точке своего пути сгруппируются вместе. Очевидно, что и другие электроны, проходящие модулятор в моменты времени, промежуточные между рассмотренными, также придут в эту точ-

ку примерно в тот же момент. Графики движения для двух таких электронов показаны на фиг. 64. Что же касается электронов, пролетающих через модулятор несколько раньше момента *а* и несколько позже момента *в*, то, как показывают графики, они не будут группироваться с рассмотренными электронами.

Таким образом группируются лишь электроны, пролетающие через модулятор во время одной половины периода (*а*—*в*). Следует отметить, что хорошее группирование возможно только в случае, если глубина модуляции скорости электронов невелика, т. е. если изменение скорости электронов под влиянием модулирующего переменного поля незначительно по сравнению с той скоростью, которую они получили от постоянного ускоряющего напряжения. Поэтому переменное напряжение между сетками резонатора должно быть значительно меньше, чем постоянное напряжение U_p. Подобное группирование электронов в сгусток, очевидно, повторяется в течение одной половины каждого периода.

Постоянное напряжение U_p подбирается так, чтобы электронный сгусток получился в уловителе, т. е. на расстоянии d от модулятора. Если U_p слишком велико, то электронный сгусток получится на большем расстоянии (между уловителем и анодом), а при слишком малом U_p он будет слишком близко (в пространстве группирования). Отсюда следует, что ускоряющее напряжение U_p должно быть вполне определенным и стабильным.

После точки наибольшего сгущения электронного потока электроны снова расходятся. Если продолжить графики движения электронов, то можно видеть, что группирование их в сгусток снова повторится на утроенном расстоянии ($3d$), затем на расстоянии $5d$ и т. д. Однако эти случаи не имеют практического использования, так как размер d увеличивать невыгодно.

Итак, в уловитель поступают электронные сгустки, следующие друг за другом с частотой f. Эти электронные сгустки будут создавать в резонаторе P_2 импульсы индукционного тока и возбудят в нем колебания. Для получения максимальной амплитуды колебаний резонатор P_2 должен быть настроен на частоту f, на которую настроен и резонатор P_1.

Подобно тому, как в обычном усилительном каскаде переменная составляющая анодного тока проходит через анод-

ный колебательный контур и создает в нем усиленные колебания, так и в клистроне электронный поток, состоящий из отдельных сгустков, проходя через резонатор P_2, создает в нем усиленные колебания. Усиление получается за счет энергии источника постоянного напряжения U_p, который создает ускоряющее поле. Электроны получают в этом поле большую энергию и благодаря тому, что в резонаторе P_1 происходит модуляция их скорости, они отдают значительную часть своей энергии резонатору P_2.

Колебания в резонаторе P_2 происходят с такой фазой, что электронные сгустки пролетают через резонатор тогда, когда электрическое поле между его сетками является тормозящим. Как мы знаем, в этом случае электроны будут отдавать энергию. Пролетевшие резонатор P_2 электроны далее попадают на анод и отдают оставшуюся у них энергию на его нагрев. Некоторая часть электронов, конечно, попадает и на сетки обоих резонаторов.

Если бы электронный поток не был модулированным, то он, конечно, не мог бы поддерживать колебания в резонаторе. Действительно, равномерный электронный поток во время положительного полупериода колебаний, когда поле в резонаторе было бы для него ускоряющим, отбирал бы от резонатора некоторое количество энергии, а во время отрицательного полупериода отдавал бы точно такое же количество энергии. Поэтому в результате не происходило бы никакой отдачи энергии.

Подобные же рассуждения можно применить и к взаимодействию электронного потока с резонатором P_1. В этот резонатор поступает равномерный электронный поток, который в положительный полупериод отнимает некоторую энергию от резонатора, а в отрицательный полупериод отдает такое же количество энергии обратно. За целый период энергия от резонатора не отбирается. Это означает, что входное сопротивление модулятора для резонатора P_1 бесконечно велико, т. е., иначе говоря, нет потерь энергии на осуществление процесса модуляции электронов по скорости.

Такой вывод не вполне правилен, так как мы не учли влияния инерции электронов в модуляторе. Правда, время пролета электронов через модулятор получается значительно меньшим, чем в промежутке катод — сетка обычного триода, что объясняется большой скоростью электронов. Но все же за счет инерции электронов получается некоторый небольшой расход энергии на процесс модуляции. Чтобы он

был возможно меньше, желательно применять более высокое ускоряющее напряжение U_p и уменьшать расстояние между сетками модулятора.

Благодаря малым потерям энергии в самом резонаторе P_1 и на процесс модуляции входное сопротивление этого резонатора и его добротность получаются весьма большими.

Величина усиления мощности, даваемого клистроном, может быть порядка 2—20.

Серьезным недостатком клистрона является то, что его к. п. д., представляющий собой отношение полезной колебательной мощности в резонаторе P_2 к мощности постоянного тока, отдаваемой анодным источником, практически получается ниже 20%.

Столь низкий к. п. д. объясняется следующими явлениями. Группирование электронов не получается достаточно хорошим, так как электроны вылетают из катода с различными начальными скоростями. Поэтому и далее электроны, пролетающие модулятор в один и тот же момент, имеют неодинаковые скорости. Между электронами существует взаимное отталкивание, которое также ухудшает группирование. За счет инерции электронов, пролетающих через уловитель, часть колебательной энергии резонатора P_2 отбирается электронами. Значительная часть электронов вообще не группируется в сгустки и, следовательно, не участвует в полезной работе. В результате всего этого большая часть энергии бесполезно тратится на нагрев сеток и анода, так как все электроны в конечном счете с какой-то скоростью попадают на эти электроды.

Двухконтурные клистроны имеют некоторое применение в качестве усилителей в передатчиках СВЧ, причем полезная мощность в режиме непрерывной работы может составлять сотни ватт, а в импульсном режиме доходит до десятков киловатт.

Возможно использование клистрона для умножения частоты. Электронный поток, проходящий через уловитель, является конвекционным током несинусоидальной формы. При хорошем группировании его можно приближенно считать состоящим из отдельных импульсов прямоугольной формы. Такой ток имеет резко выраженные высшие гармоники. Настраивая резонатор P_2 на частоту той или иной гармоники, получают умножение частоты. Амплитуда гармоник с повышением их номера убывает медленно. Поэтому возможно умножение частоты даже в 10 и более раз.

Для усиления слабых сигналов в приемных устройствах клистроны почти не применяются, так как они создают большие собственные шумы.

Двухконтурный клистрон легко можно превратить в генератор с самовозбуждением, если устроить обратную связь между резонаторами P_2 и P_1. Чаще всего соединяют выход со входом с помощью коаксиальной линии, длина которой должна быть так подобрана, чтобы получилась нужная фаза колебаний, подводимых обратно к резонатору P_1. При правильной фазе модуляции электронные сгустки проходят через P_2 в полупериоды, соответствующие тормозящему полю, и поддерживают колебания. А при обратной фазе электронный поток будет отбирать энергию от резонатора P_2 и колебания быстро затухнут.

Иногда в клистронах, имеющих одну общую стенку у резонаторов P_1 и P_2, делают дифракционную обратную связь в виде отверстия в этой стенке, соединяющего оба резонатора.

Генераторные клистроны пригодны для таких же мощностей, как и в случае усиления колебаний. Однако они не получили широкого распространения. Это объясняется тем, что для генерации мощных колебаний выгоднее применять магнетроны, у которых к. п. д. значительно выше. А для маломощных генераторов (гетеродинов) более удобны одноконтурные клистроны, имеющие только один резонатор и поэтому не требующие точной настройки двух резонаторов.

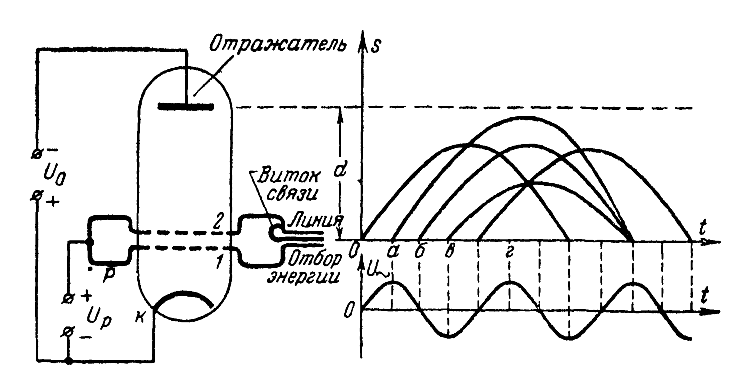
31. ОТРАЖАТЕЛЬНЫЙ КЛИСТРОН

Отражательные (одноконтурные) клистроны в настоящее время распространены весьма широко. На фиг. 65 показана схема устройства и включения такого клистрона.

В отличие от двухконтурного клистрона здесь имеется только один объемный резонатор, выполняющий одновременно роли модулятора и уловителя. На резонатор подано высокое постоянное напряжение U_p, служащее для ускорения электронов. Вместо анода за резонатором находится *отражатель* — электрод, имеющий отрицательное напряжение U_0 относительно катода. Катод делается подогревный оксидный. Для лучшей фокусировки электронного потока катод бывает окружен металлическим цилиндром, который называют фокусирующим электродом и соединяют обычно с катодом. Иногда между катодом и резонатором помещают дополнительный электрод в виде положительно заряженной

сетки, служащей для усиления ускоряющего поля вблизи катода. Вывод энергии от резонатора делается с помощью петли связи и коаксиальной линии.

Работа отражательного клистрона происходит следующим образом. Поток электронов под действием ускоряющего поля влетает в резонатор и возбуждает в нем импульс индукционного тока. В резонаторе возникают колебания, создающие между его сетками переменное электрическое поле. Это поле модулирует электронный поток по скорости



Фиг. 65. Принцип устройства и работы отражательного клистрона.

точно так же, как и в двухконтурном клистроне. Таким образом, электроны с различными скоростями вылетают из резонатора в пространство группирования между резонатором и отражателем, в котором действует сильное тормозящее поле.

Электроны в этом поле тормозятся, останавливаются, а затем ускоренным движением возвращаются обратно в резонатор. Чем больше скорость электрона, тем дальше он углубляется в тормозящее поле и тем больше времени он будет находиться в этом поле. В результате электроны, пролетевшие резонатор во время положительного полупериода и получившие от переменного электрического поля добавочную скорость, могут вернуться обратно в тот же момент, когда возвратятся более поздние электроны, получившие при своем первоначальном пролете некоторое торможение со стороны переменного поля, т. е. пролетевшие резонатор во время отрицательного полупериода.

Следующий пример наглядно иллюстрирует это положение. Если бросить вверх друг за другом с небольшими про-

межутками три одинаковых камня, но первому дать наибольшую скорость, а третьему — наименьшую, то все они могут упасть обратно одновременно. При этом первый камень поднимется выше всех и будет в движении наибольшее время, а последний поднимется меньше всего и возвратится через наименьший промежуток времени.

Таким образом, хотя модуляция скорости в отражательном клистроне происходит так же, как и в пролетном клистроне, но процесс группирования совершается иначе.

На фиг. 65 показаны также графики пути электронов в отражательном клистроне, поясняющие принцип группирования электронов в сгусток. Графики эти строятся подобно фиг. 64, но только они представляют собой не прямые, а кривые линии (параболы). Это объясняется тем, что движение каждого электрона неравномерное. Сначала электрон движется замедленно (до точки остановки), а затем ускоренно возвращается обратно. Из фиг. 65 видно, что электроны *а*, *б* и *в*, пролетающие резонатор соответственно в моменты положительной амплитудной, нулевой и отрицательной амплитудной фаз, возвращаются обратно в один и тот же момент, т. е. группируются в один плотный сгусток. Конечно, это же относится и к электронам, пролетающим резонатор в промежуточные моменты времени от *а* до *в*.

Такой электронный сгусток может вернуться в резонатор в различные моменты времени в зависимости от величины постоянных напряжений U_p и U_o. Электронные сгустки при возврате в резонатор отдают ему свою энергию и поддерживают колебания только тогда, когда они попадают в тормозящее поле, т. е. когда на сетке *1* имеется отрицательный потенциал, а на сетке *2* — положительный (такое поле для прямого потока электронов является ускоряющим). Больше всего энергии электроны отдают в случае, если они возвращаются в момент амплитудной фазы тормозящего поля. Именно этот случай и показан на фиг. 65.

Когда электронные сгустки возвращаются в резонатор в другие моменты времени, они отдадут меньше энергии, и поэтому мощность колебаний снизится. Если отдаваемая электронами энергия станет слишком малой, то колебания вообще не будут поддерживаться и затухнут. При возврате электронного сгустка в резонатор во время отрицательного полупериода колебаний, когда поле внутри резонатора будет ускоряющим, энергия, наоборот, отбирается электронами от резонатора, и колебания затухнут еще быстрее.

Время пролета электронов в пространстве группирования $t_{пр}$, т. е. промежуток времени между пролетом электронов через резонатор в прямом направлении и их возвратом, принято указывать для среднего электрона *б*, вокруг которого группируются остальные электроны. На фиг. 65 показан случай, когда это время равно $1^3/_4\ T$. Но можно увеличить отрицательное напряжение на отражателе и заставить электронный сгусток возвращаться в резонатор в момент *г* предыдущей амплитудной фазы, т. е. через промежуток времени, равный $^3/_4\ T$. И, наоборот, если уменьшить напряжение отражателя, то электроны пройдут дальше в тормозящее поле и вернутся в резонатор позднее, например через промежуток времени равный $2\ ^3/_4\ T$.

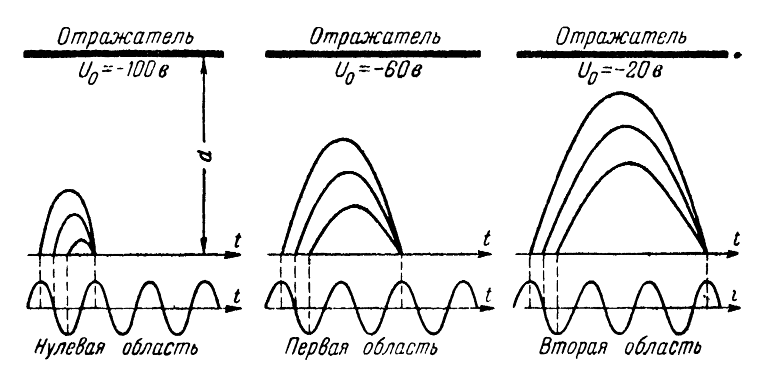
Во всех этих случаях электронные сгустки будут отдавать резонатору наибольшую энергию, так как они попадают в моменты амплитудной фазы тормозящего поля. Таким образом, в общем виде для получения в клистроне незатухающих колебаний наибольшей мощности необходимо выполнить условие:

$$t_{пр} = \left(n + \frac{3}{4}\right)T, \text{ или } t_{пр} = \frac{n + \frac{3}{4}}{f},$$

где n — любое целое число, включая нуль. Соответственно этому различают несколько областей (или зон) возбуждения клистрона. Если $n = 0$ и $t_{пр} = {^3/_4}\ T$, то имеется ***нулевая область*** возбуждения. При $n = 1$ и $t_{пр} = 1\ ^3/_4\ T$ клистрон работает в *первой* области возбуждения. Второй области возбуждения соответствует $n = 2$ и $t_{пр} = 2\ ^3/_4\ T$ и т. д. На фиг. 66 показаны графики пути группирующихся электронов для первых трех областей возбуждения.

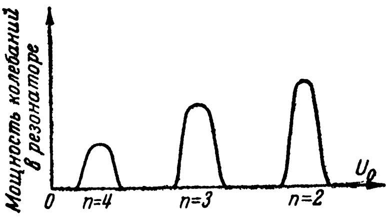
На время пролета электронов в клистроне влияют следующие величины. Чем больше расстояние d между резонатором и отражателем, тем слабее напряженность тормозящего поля при одной и той же разности потенциалов U_p— —U_0. Но при более слабом поле электроны слабее тормозятся, пройдут больше вглубь поля и вернутся позднее. Следовательно, при большем d может получиться область возбуждения более высокого номера. Конечно, у данного клистрона расстояние d неизменно.

Сильное влияние на время пролета оказывает напряжение отражателя, что и показано наглядно на фиг. 66 (числовые величины U_0 на нем показаны примерные). С увеличением U_0 растет напряженность тормозящего поля $E = \frac{U_p - U_0}{d}$ и становится возможной работа в области возбуждения более низкого номера.



Фиг. 66. Графики пути группирующихся электронов при работе отражательного клистрона в различных областях возбуждения.

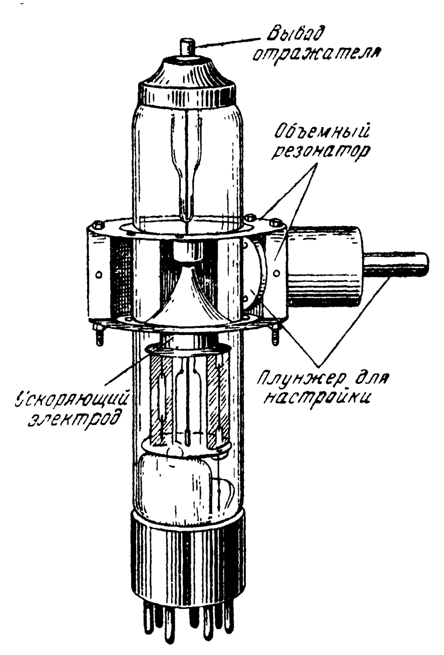
Если с помощью какого-либо индикатора определить изменение мощности колебаний в резонаторе в зависимости от величины U_0, то получится график, показанный на фиг. 67, наглядно изображающий области возбуждения клистрона.



Фиг. 67. Примерная зависимость мощности колебаний клистрона от напряжения на отражателе U_0.

Современные клистроны имеют число областей возбуждения примерно от 2 до 8. Мощность колебаний обычно бывает наибольшей для какой-то одной области, для которой группирование электронов оказывается наилучшим; для областей возбуждения меньших и бо́льших номеров мощность будет меньше, так как имеется много явлений, ухудшающих группирование. К ним относятся взаимное отталкивание электронов, неодинаковость их начальных скоростей, неравномерность поля в пространстве группирования и около сеток, а также ряд других причин.

Постоянное напряжение на резонаторе U_p гораздо слабее влияет на время пролета. Его изменение дают одновременно два взаимно противоположных действия, которые в известной степени компенсируют друг друга. Если, например, увеличить U_p, то скорость электронов возрастет и они должны глубже проникать в пространство группирования, т. е. время пролета должно увеличиться. Но, с другой стороны, при увеличении U_p возрастает напряженность тормозящего поля в пространстве группирования, электроны будут сильнее тормозиться и должны быстрее вернуться, т. е. время пролета должно уменьшиться.



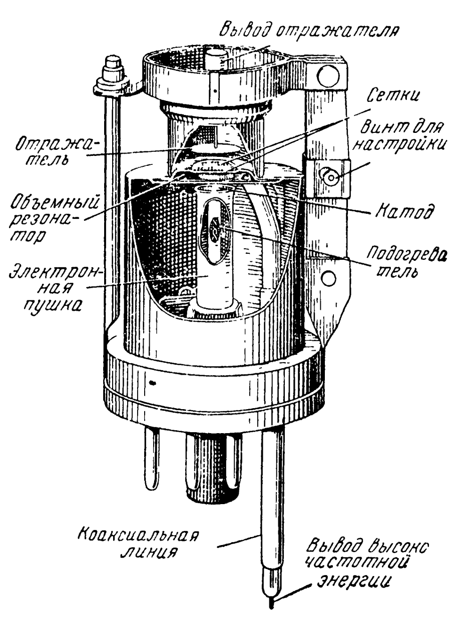
Фиг. 68. Стеклянный клистрон на волну 10 *см* (одна половина резонатора снята).

Переход к областям возбуждения более высоких номеров путем уменьшения отрицательного напряжения на отражателе заканчивается тем, что при $U_o > 0$ электроны уже попадают на отражатель и не возвращаются обратно в резонатор.

У отражательных клистронов к. п. д. весьма низок. Он не превышает 3—5%, а иногда бывает даже меньше 1%. Поэтому такие клистроны не применяют для мощностей более нескольких ватт. Наибольшее распространение получили маломощные отражательные клистроны для гетеродинов приемников и измерительной аппаратуры. Полезная мощность у них обычно составляет сотые или десятые доли ватта.

Примеры конструкций отражательных клистронов показаны на фиг. 68 и 69. Стеклянный клистрон на волну 10 *см* изображен на фиг. 68. Внешняя часть его объемного резонатора сделана разборной (на фиг. 68 одна половина резонатора снята). От внутренних частей резонатора сделаны

два дисковых вывода, впаянных в стекло баллона. Эти выводы разделяют баллон на три отдельные части. К выводам плотно привинчиваются две полуцилиндрические боковые стенки резонатора. В них имеются плунжеры или винты для изменения частоты резонатора и отверстие для ввода петли связи. Клистрон этого типа не имеет сеток. Вместо них в резонаторе сделаны просто два небольших отверстия. Отражатель выведен на верхний контакт баллона, а катод, нить накала и ускоряющая сетка — на штырьки цоколя.



Фиг. 69. Металлический отражательный клистрон на волну 3 *см*.

На фиг. 69 показан металлический отражательный клистрон на волну 3 *см*. По внешнему виду он напоминает обычную металлическую лампу. Объемный резонатор очень малых размеров (диаметр 10 *мм* и высота около 2 *мм*) находится внутри металлического баллона. В нем имеется петля связи площадью около 2 *мм*^{2}, от которой выведена коаксиальная линия диаметром примерно 3 *мм*. Расстояние между сетками порядка 0,1 *мм*. Отражатель также выведен на верхний контакт, а катод и нить накала — на штырьки цоколя. Для настройки объемного резонатора имеется специальное устройство в виде двух плоских пружин, которые можно сжимать винтом. Пружины эти действуют на стенки резонатора и несколько изменяют его объем.

Вообще для изменения частоты колебаний, генерируемых отражательным клистроном, необходимо изменить собственную частоту резонатора и соответственно несколько изменить режим питания, например напряжение отражателя, чтобы получились наивыгоднейшие условия самовозбуждения. Именно таким образом производят настройку на разные волны диапазонных отражательных клистронов.

В небольших пределах частоту можно изменять также изменением напряжения отражателя. Такой способ носит название *электронной настройки*. Если увеличить отрицательное напряжение отражателя, то электронные сгустки будут возвращаться в резонатор несколько раньше и частота колебаний возрастет. А при уменьшении U_0 получается некоторое запаздывание возврата электронов в резонатор, и частота колебаний уменьшается.

Для пояснения сущности электронной настройки можно привести следующую простую механическую аналогию. Представим себе качающийся маятник, колебания которого поддерживаются кратковременными внешними толчками. Если эти толчки даются точно в моменты амплитудных фаз, т. е. когда маятник находится в крайнем положении, то частота колебаний будет равна собственной частоте маятника. Но можно, например, подталкивать маятник несколько раньше, не давая ему дойти до амплитудного положения. В этом случае частота несколько увеличится. Для уменьшения частоты надо давать толчки так, чтобы каждое колебание маятника, наоборот, несколько затягивалось.

При изменении частоты колебаний методом электронной настройки полезная мощность уменьшается. Пределы возможной настройки принято ограничивать условием уменьшения полезной мощности не более чем на 50%. В существующих клистронах такая настройка обычно допускается на несколько десятков мегагерц в ту или другую сторону, причем на каждый вольт изменения напряжения отражателя получается изменение частоты на десятые доли или единицы мегагерц.

Сильное влияние питающих напряжений и в первую очередь напряжения отражателя на частоту заставляет применять стабилизированное питание клистрона в тех случаях, когда частота должна быть стабильна.

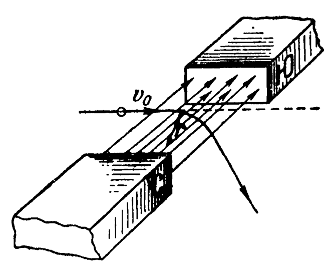
32. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Для того чтобы изучить устройство и работу магнетронов, являющихся основным типом электронных приборов для генерации колебаний СВЧ большой мощности, мы должны прежде всего рассмотреть движение электронов в магнитном поле.

Движущийся электрон представляет собой элементарный электрический ток и поэтому он испытывает со стороны магнитного поля такое же действие, как и проводник с током.

Если электрон неподвижен, то на него магнитное поле вообще не действует. Также не действует магнитное поле на электрон, движущийся вдоль силовых линий.

Из электротехники известно, что на прямолинейный проводник с током, находящийся в магнитном поле, действует механическая сила, величина которой пропорциональна напряженности поля, силе тока и длине проводника, а также зависит от угла между проводником и направлением поля. Сила будет наибольшей, если этот угол равен 90°, т. е. если проводник расположен перпендикулярно силовым линиям; если же проводник расположен вдоль линий поля, то сила равна нулю.



Фиг. 70 Движение электрона в магнитном поле.

Сила, действующая на проводник с током, направлена под прямым углом к магнитным силовым линиям и к проводнику. Направление этой силы изменяется на обратное, если изменить направление тока или направление магнитного поля.

На фиг. 70 показано, что происходит с электроном, который влетает в равномерное магнитное поле, созданное между полюсами магнита, с начальной скоростью v_0 перпендикулярно к направлению поля.

При отсутствии поля он двигался бы по инерции прямолинейно и равномерно (пунктирная линия); при наличии поля на него будет действовать сила F, направленная под прямым углом к магнитному полю и к направлению скорости v_0. Под действием этой силы электрон искривляет свой путь и начинает совершать вращательное движение, т. е. двигаться по дуге окружности. Его линейная скорость v_0 и энергия при этом остаются неизменными, так как сила F все время действует перпендикулярно к скорости v_0.

Как видно, магнитное поле в отличие от электрического поля не изменяет энергию электрона, а лишь закручивает его.

Радиус окружности, по которой движется электрон в магнитном поле, определяется по формуле

$$r = \frac{mv_0}{eH},$$

где m и e — масса и заряд электрона;
v_0 — его скорость;
H — напряженность поля.

При большей скорости v_0 электрон сильнее стремится двигаться по инерции прямолинейно. Поэтому его траектория искривляется меньше и радиус окружности получается больше; при увеличении же напряженности поля H электрон закручивается сильнее и радиус его траектории уменьшается. Если радиус будет достаточно малым, то электрон может двигаться в магнитном поле по замкнутой окружности.

33. МАГНЕТРОНЫ

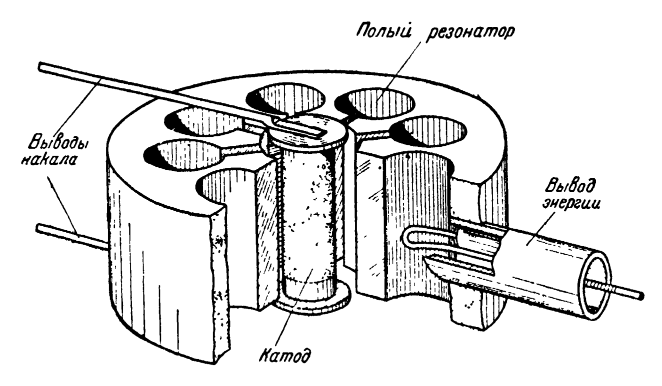
В электронных приборах, называемых магнетронами, в результате совместного действия электрического и магнитного полей на потоки электронов получается генерация колебаний высокой частоты.

История развития техники магнетронов весьма обширна. Еще с начала двадцатых годов советские ученые провели многочисленные теоретические и экспериментальные исследования различных магнетронов. В настоящее время широкое распространение получили *многорезонаторные* магнетроны, иначе называемые *многоконтурными* или *многокамерными*. Идея создания таких магнетронов была впервые выдвинута М. А. Бонч-Бруевичем. Первые конструкции многорезонаторных магнетронов разработали Н. Ф. Алексеев и Д. Е. Маляров в 1939 г. Результаты их работ были опубликованы в 1940 г., и с тех пор у нас и за границей стали применяться исключительно магнетроны этого типа. Таким образом, основы современной техники магнетронов созданы трудами советских ученых и инженеров.

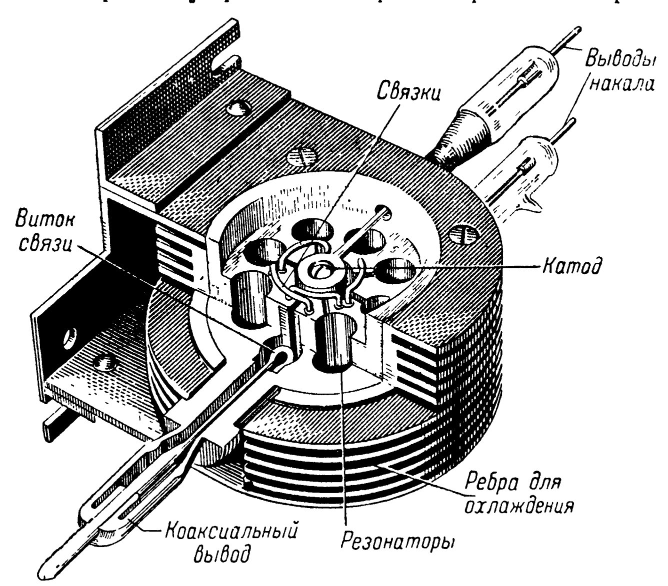
Мы рассмотрим устройство и работу только многоконтурного магнетрона, так как другие типы магнетронов не имеют широкого распространения.

Устройство многоконтурного магнетрона показано на фиг. 71 и 72. По существу магнетрон представляет собою диод с особой конструкцией анода. Катод в большинстве случаев применяется оксидный подогревный с большой поверхностью. С торцов у катода имеются диски, препятствующие движению электронов вдоль оси. Анод сделан в виде массивного медного блока кольцевой формы. Вакуумное пространство между катодом и анодом называется *пространством взаимодействия*. В толще анода имеется четное число, например 8, колебательных контуров (резонаторов). Каждый такой контур состоит из отверстия, соединенного щелью с пространством взаимодействия. Щель выполняет роль конденсатора. На ее поверхностях при колеба-

ниях образуются переменные электрические заряды, между которыми возникает переменное электрическое поле.



Фиг. 71. Принцип устройства многорезонаторного магнетрона.



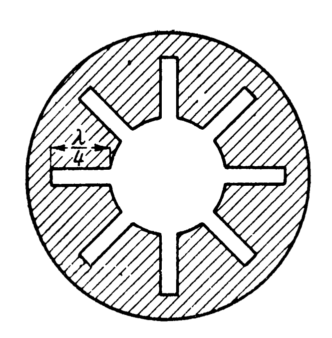
Фиг. 72. Разрез современного многорезонаторного магнетрона.

Индуктивностью контура является поверхность отверстия, которая эквивалентна одному витку, сделанному из широкого ленточного проводника.

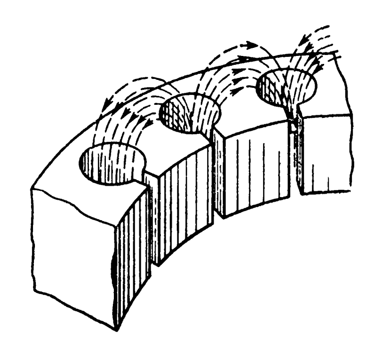
Большая поверхность витка дает уменьшение активного сопротивления и индуктивности. Строго говоря, подобный

контур является чем-то средним между колебательной системой с сосредоточенными параметрами и четвертьволновой резонансной линией. В некоторых типах магнетронов делаются резонаторы в виде такой линии, роль которой выполняет щель длиной в четверть волны (фиг. 73).

Все резонаторы магнетрона сильно связаны друг с другом главным образом магнитной связью, так как переменный магнитный поток одного резонатора замыкается через другие резонаторы, как это показано, например, на



Фиг. 73. Резонаторы в виде четвертьволновой короткозамкнутой линии.



Фиг. 74. Магнитная связь между соседними резонаторами.

фиг. 74. Кроме того, по причинам, указанным ниже, резонаторы соединяют друг с другом определенным образом с помощью проводов, называемых *связками*. Эти связки видны на фиг. 72.

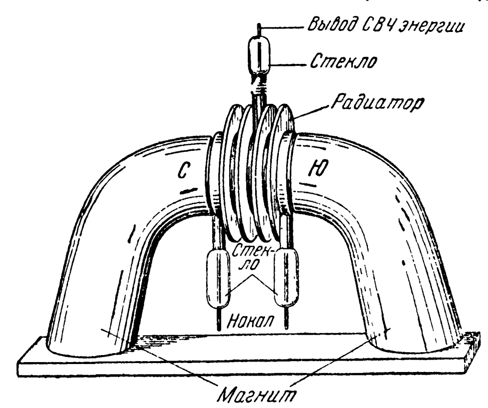
Наружная часть анода обычно делается в виде ребристого радиатора для лучшего охлаждения. Иногда этот радиатор обдувается воздухом. С боковых сторон к аноду припаяны медные диски, которые вместе с анодом образуют как бы баллон, необходимый для сохранения вакуума. Выводы от подогревателя сделаны проводами, проходящими в стеклянных трубках. Эти трубки спаяны с медью анода и служат для изоляции. Катод подключен внутри магнетрона к одному из выводов нити.

Для вывода высокочастотной энергии в одном из резонаторов имеется петля связи, соединенная с коаксиальной линией. Вывод этой линии также делается с помощью стеклянной трубки, спаянной с анодом. Благодаря сильной связи между резонаторами отбор энергии фактически получается сразу от всех резонаторов. Петля связи может располагаться не только внутри резонатора, как показано на фиг. 71, но

и другими способами. Важно, чтобы она пронизывалась частью магнитного потока резонатора. В некоторых магнетронах коаксиальная линия вывода энергии переходит в волновод, а на очень коротких волнах (1—3 *см*) иногда волновод соединяется с резонатором через щель.

Магнетрон в собранном виде изображен на фиг. 75.

Анод магнетрона имеет высокий положительный потенциал относительно катода. Так как анод является корпусом магнетрона, то его обычно заземляют, а катод находится



Фиг. 75. Внешний вид магнетрона с магнитной системой.

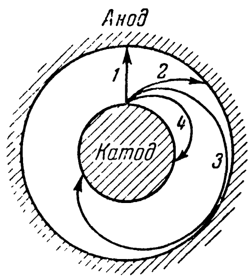
под высоким отрицательным потенциалом. Между анодом и катодом создается постоянное ускоряющее поле, силовые линии которого расположены радиально, как в обычном диоде с цилиндрическими электродами.

Вдоль оси магнетрона действует сильное постоянное магнитное поле, созданное стальным магнитом или электромагнитом, между полюсами которого располагается магнетрон. Форма магнитной системы может быть различной. Один из вариантов ее устройства показан на фиг. 75.

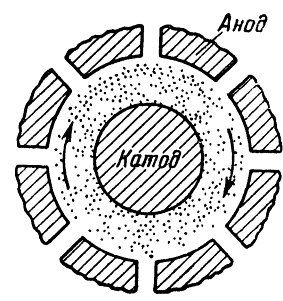
Перейдем теперь к изучению физических процессов в магнетроне. Рассмотрим сначала движение электронов в магнетроне, предполагая, что колебаний в резонаторах нет. При этом для упрощения будем изображать анод в виде сплошного кольца без щелей (фиг. 76).

Под влиянием постоянного ускоряющего электрического поля электроны, эмиттированные катодом, стремятся лететь по силовым линиям, т. е. по радиусам, к аноду. Но как только они набирают некоторую скорость, постоянное магнитное поле, действующее перпендикулярно электрическому

полю, начинает искривлять их траектории. Так как скорость электронов постепенно нарастает, то радиус этого искривления постепенно увеличивается. Поэтому траектория электронов является не дугой окружности, а более сложной кривой. На фиг. 76 показаны примерные траектории электрона, вылетевшего из катода с ничтожно малой начальной скоростью, для случаев различной величины напряженности постоянного магнитного поля H. Анодное напряжение для всех этих случаев одно и то же.



Фиг. 76. Влияние магнитного поля на движение электронов в магнетроне.



Фиг. 77. Вращающееся электронное облако в магнетроне при отсутствии колебаний в резонаторах.

Если $H = 0$, то электрон летит по радиусу *1*. При напряженности поля больше нуля, но меньше некоторого критического значения $H < H_{кр}$ электрон попадает на анод уже по криволинейной траектории *2*. Критическая напряженность поля $H_{кр}$ дает более искривленную траекторию *3* и соответствует тому случаю, когда электрон пролетает у поверхности анода, почти касаясь ее, и возвращается на катод. Наконец, если $H > H_{кр}$, то электрон еще более круто поворачивает обратно где-то в промежутке между анодом и катодом (кривая *4*).

Магнетроны работают при напряженности поля несколько больше критической. Поэтому электроны при отсутствии колебаний пролетали бы близко к поверхности анода, но на различных расстояниях от нее, так как они при вылете из катода имеют различные начальные скорости.

Учитывая, что в этом движении участвует очень большое количество электронов, можно прийти к выводу, что вокруг катода будет вращаться *электронное облако* в виде кольца. Такой вращающийся пространственный заряд изображен схематически на фиг. 77. Конечно, электроны не на-

ходятся в нем постоянно. Ранее вылетевшие электроны возвращаются на катод, а на их место из катода вылетают новые электроны.

Скорость вращения электронного облака зависит от анодного напряжения. С увеличением этого напряжения электроны пролетают около анода с большей скоростью. При этом необходимо также увеличивать и напряженность магнитного поля для того, чтобы электроны не попадали на анод.

Вращающийся с определенной скоростью электронный пространственный заряд, образованный совместным действием постоянных электрического и магнитного полей, взаимодействует с переменными электрическими полями резонаторов и поддерживает в них колебания. Процесс такого взаимодействия весьма сложен и в настоящее время полностью еще не изучен. Поэтому мы можем его рассмотреть лишь в самых общих чертах.

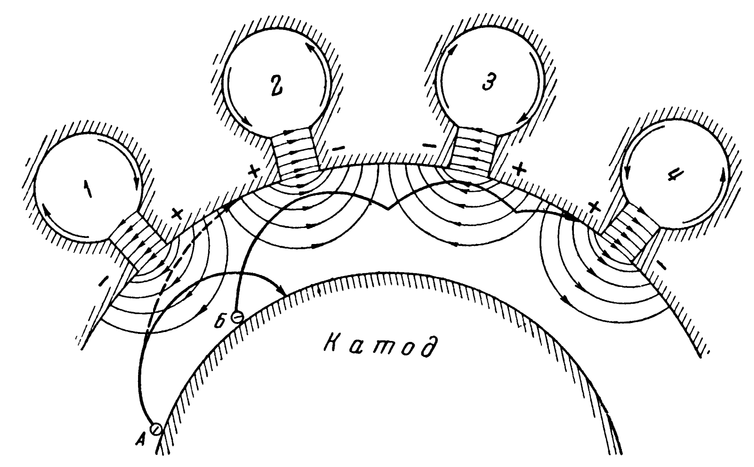
Прежде всего выясним вопрос о возникновении колебаний в резонаторах. Так как все резонаторы сильно связаны друг с другом, то они в целом представляют собой сложную колебательную систему, имеющую несколько собственных частот. Когда электронный поток впервые начинает вращаться около щелей резонаторов (например, при включении анодного напряжения), то в резонаторах появляются импульсы индукционного тока и возникают собственные затухающие колебания. Эти колебания могут иметь разные частоты и разные фазы. Например, если считать систему симметричной, то во всех резонаторах должны возникнуть колебания, совпадающие по фазе. Однако полной симметрии никогда быть не может и поэтому наряду с такими колебаниями возникают и другие, имеющие некоторый сдвиг фаз.

Основным типом колебаний, дающих наибольшую полезную мощность и наиболее высокий к. п. д., являются противофазные колебания, происходящие в соседних резонаторах со сдвигом фаз 180°. На фиг. 78 изображены для противофазных колебаний переменные электрические поля, знаки переменных потенциалов на отдельных сегментах анода, а также показаны стрелками колебательные токи, протекающие по поверхности отверстий резонаторов. Так как роль постоянного электрического поля, ускоряющего электроны и дающего им большую кинетическую энергию, нам уже известна, то на фиг. 78 для упрощения это поле не показано.

Для противофазных колебаний получается очень сильная магнитная связь между резонаторами за счет того, что маг-

нитный поток из одного резонатора переходит в соседние резонаторы, что было показано на фиг. 74. Магнетроны, как правило, работают с этим типом колебаний и в их конструкции приняты меры для того, чтобы такие колебания возбуждались наиболее легко. С этой целью применяют *связки*, т. е. соединяют проводами сегменты анода, имеющие переменные потенциалы одного знака (через один). Возникшие колебания других типов обычно быстро затухают.

Взаимодействие электронов с переменным электрическим полем получается таким, что при правильном режиме электронный поток отдает полю больше энергии, чем отбирает



Фиг. 78. Пути вредного (*А*) и полезного (*Б*) электронов в магнетроне при наличии колебаний в резонаторах.

от него, а это именно и нужно для превращения возникших в резонаторах колебаний в незатухающие.

Несколько явлений способствует переходу энергии от электронного потока в резонаторы.

Прежде всего переменное поле как бы сортирует электроны на полезные и вредные, причем вредные электроны быстро удаляются из пространства взаимодействия обратно на катод.

Для электронов вращающегося по часовой стрелке пространственного заряда, изображенные на фиг. 78 электрические поля резонаторов *1*, *3*..., являются ускоряющими, а поля резонаторов *2*, *4*... — тормозящими. Через полпериода, очевидно, эти поля поменяются местами. На фиг. 78 показаны траектории двух электронов. Электрон *А* попа-

дает в ускоряющее поле и отбирает энергию от резонатора, т. е. является вредным электроном, но, к счастью, он пролетает довольно далеко от щели резонатора и возвращается на катод. При наличии одного постоянного поля этот электрон летел бы по траектории, показанной пунктиром. Но поле резонатора *1* усиливает искривление траектории электрона и увеличивает его энергию, так что он преодолевает действие постоянного поля и возвращается на катод.

Вредные электроны бомбардируют катод и увеличивают его нагрев. С этим явлением в магнетронах приходится считаться. Для того чтобы не было перекала катода, во время работы магнетрона обычно уменьшают напряжение накала, а иногда даже и совсем его выключают. Кроме того, оксидный слой катода делают более прочным во избежание его разрушения ударами электронов.

Более сложным оказывается путь полезного электрона *Б*, попавшего в тормозящее переменное поле резонатора *2*. Такой электрон отдает часть своей энергии резонатору и поэтому уже не имеет достаточно энергии для того, чтобы вернуться на катод. Он теряет полностью свою энергию в какой-то точке пространства взаимодействия, не долетев до катода, а затем снова начинает ускоренно лететь к аноду и одновременно искривляет свою траекторию под действием магнитного поля.

Если в магнетроне правильно подобраны величины анодного напряжения и напряженности магнитного поля, то время пролета полезного электрона от одной щели до другой составляет полпериода. Тогда электрон, приблизившись к щели резонатора *3*, опять окажется в тормозящем переменном поле, так как через полпериода у этого резонатора ускоряющее поле именно изменится на тормозящее. Следовательно, электрон снова отдаст часть своей энергии резонатору *3* и поэтому проделает еще меньший путь по направлению обратно к катоду. В конце концов, израсходовав значительную часть своей энергии, электрон попадает на анод. Рассмотренная траектория полезного электрона, конечно, является примерной.

Совершенно очевидно, что полезные электроны отдают резонаторам гораздо больше энергии, чем отнимают ее от резонаторов вредные электроны. Как мы видели, вредный электрон отнимает энергию только у одного резонатора, причем этот электрон пролетает довольно далеко от щели, т. е. в сравнительно слабом переменном поле. Поэтому он отнимает сравнительно небольшую энергию. Полезный элек-

трон отдает энергию двум резонаторам и пролетает гораздо ближе к их щелям, т. е. в более сильном переменном поле. Ясно, что он отдает значительную энергию.

Переходу энергии от электронов к резонаторам способствует процесс модуляции электронного потока, несколько напоминающий модуляцию в двухконтурном клистроне. В магнетроне каждый предыдущий резонатор является модулятором для вращающегося электронного облака, а каждый следующий резонатор является уловителем. Однако процесс модуляции здесь сложнее, чем в клистроне. Действительно, в двухконтурном клистроне электронный поток, движущийся поступательно, подвергается скоростной модуляции, за счет которой происходит разбивка этого потока на отдельные сгустки. Последний процесс совершается в пространстве группирования, в котором нет электрического и магнитного полей.

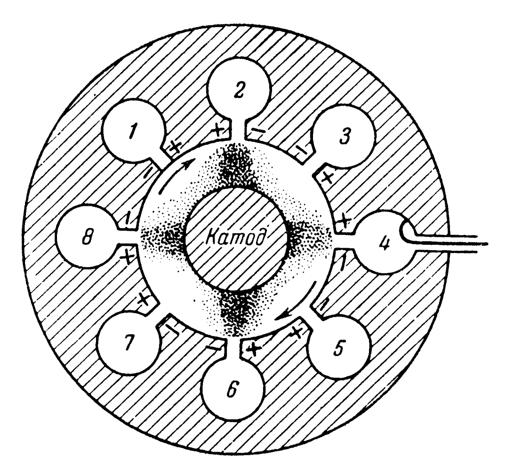
Иное положение в магнетроне. Здесь вращающийся кольцевой электронный поток также подвергается действию переменного электрического поля данного резонатора, в результате чего получается модуляция скорости электронов. Однако переменное поле в данном случае не является однородным, как в клистроне. Поэтому оно меняет не только скорость, но и траекторию движения электронов. Процесс осложняется тем, что все это происходит в радиальном постоянном электрическом поле, которое влияет на скорость электронов. Оно же совместно с постоянным магнитным полем влияет на траекторию полета электронов.

Точный учет всех происходящих явлений чрезвычайно сложен. В результате скоростной модуляции и подробно рассмотренного ранее изменения траекторий электронов вращающееся электронное облако из кольцевого превращается в своеобразное зубчатое, показанное на фиг. 79 и напоминающее колесо со спицами, но без обода. Число электронных спиц равно половине числа резонаторов. Конечно, на самом деле нет никаких резких переходов от этих спиц к промежуткам между ними. В действительности спицы представляют собой сгущения электронного потока, получившиеся за счет скоростной модуляции и различных траекторий у полезных и вредных электронов. А между этими сгущениями имеются, наоборот, области более разреженного пространственного заряда.

Электронное облако со спицами при правильном режиме магнетрона вращается с такой скоростью, что спицы все время проходят мимо тех щелей, у которых в данный мо-

мент имеется тормозящее поле, а промежутки между спицами, наоборот, проходят все время через ускоряющие поля. Поэтому в итоге получается значительная отдача энергии резонаторам от электронного потока.

Источником этой энергии является анодный источник. Помимо полезной энергии, конечно, получается и потеря энергии на разогрев катода и анода от электронной бомбардировки. Коэффициент полезного действия магнетронов может быть до 70% и даже выше при генерации колебаний дециметрового диапазона. Для сантиметрового диапазона он



Фиг. 79. Вращающееся электронное облако со спицами в магнетроне при наличии колебаний в резонаторах.

снижается, но все же имеет значения порядка 30—60%. В настоящее время магнетроны строятся на мощности до нескольких тысяч киловатт при импульсной работе в дециметровом диапазоне и на мощности в десятки киловатт для сантиметровых волн.

Анализ работы магнетрона́ приводит к следующей зависимости между числом резонаторов N, напряженностью магнитного поля H и частотой генерируемых колебаний f:

$$NH = af,$$

где a — постоянная величина, зависящая от конструкции магнетрона. В свою очередь напряженность поля H связана с анодным напряжением формулой:

$$H = b\sqrt{U_a},$$

где b — также постоянная величина.

Из этих формул видно, что в магнетронах на более высокие частоты нужно либо иметь большее число резонаторов, либо увеличивать напряженность магнитного поля H, что в свою очередь связано с увеличением анодного напряжения.

Помимо магнетронов, на одну фиксированную частоту делаются также и настраиваемые магнетроны, в которых изменяется собственная частота резонаторов. Для этой цели на более коротких волнах в отверстия резонаторов вводятся медные штырьки, которые уменьшают индуктивность, а на более длинных волнах в щели вводятся дополнительные металлические пластинки, увеличивающие емкость. Оба эти метода дают изменение частоты на 10—15%. Конструктивное выполнение таких настраивающих устройств представляет известные трудности, так как они находятся в вакуумном пространстве, но должны управляться извне.

34. ЛАМПА С БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ

Проблема усиления колебаний в диапазоне сантиметровых волн до сих пор еще не имеет удовлетворительного решения.

Двухконтурные клистроны, применяемые в качестве усилителей, обладают следующими недостатками. Во-первых, они дают *малое усиление* и имеют *низкий к. п. д.* Это объясняется тем, что электроны на малом участке своего пути — в промежутке между сетками выходного резонатора — отдают лишь небольшую часть своей энергии. Иначе говоря, электронный поток, сгруппированный в сгустки, слишком мало взаимодействует с электрическим полем выходного резонатора.

Второй недостаток клистрона — *большой уровень собствгнных шумов.* В любой электронной лампе электронный поток, полученый за счет эмиссии катода, даже при постоянстве напряжений на электродах не является вполне постоянным, а совершает беспорядочные изменения, называемые *флюктуациями.* Это объясняется главным образом тем, что сам процесс эмиссии не является равномерным. Число электронов, вылетающих из катода в равные малые промежутки времени (например, в каждую миллисекунду), не постоянно. Причиной такой неравномерности эмиссии является беспорядочное тепловое движение электронов, атомов и молекул в веществе самого катода. Величина флюктуаций электронного потока весьма мала, но после значительного усиления эти флюктуации проявляют себя в виде шума. Наличие

флюктуационных шумов не позволяет принимать слабые сигналы, уровень которых ниже уровня шумов.

При увеличении электронного потока в лампе флюктуационные шумы усиливаются, достигая наибольшей величины в режиме насыщения. Именно поэтому в качестве генераторов таких шумов для целей измерений и испытаний приемников используют диоды, работающие в режиме насыщения.

В клистронах для получения большего усиления и более высокого к. п. д. необходимо, чтобы электронный поток был значительной величины, но при этом и уровень шумов также будет высоким.

Наконец, третий недостаток клистрона — это *узкая полоса пропускаемых частот,* объясняющаяся наличием двух колебательных систем (объемных резонаторов) с высокой добротностью. Расширение полосы путем ухудшения качества резонатора невыгодно, так как это влечет за собой снижение усиления и к. п. д. Однако для многих новейших видов радиосвязи, как, например, для усиления частотно-модулированных или импульсно-модулированных сигналов, а также радиолокационных сигналов, имеющих импульсный характер, необходима широкая полоса пропускаемых частот.

Отмеченные недостатки, свойственные клистрону, в значительной степени устраняются в лампе с бегущей волной.

Лампа с бегущей волной еще не получила большого распространения, но разработанные экспериментальные образцы этой лампы обладают существенными преимуществами. Поэтому имеются все основания полагать, что лампы с бегущей волной в ближайшие годы будут широко применяться для усиления на сантиметровых волнах. Основные достоинства лампы с бегущей волной таковы:

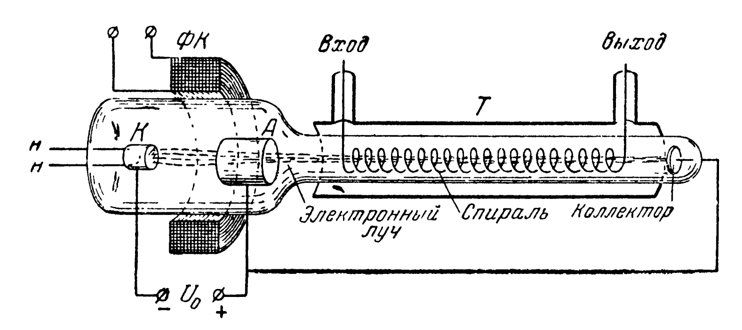
Усиление и к. п. д. могут быть получены значительно выше, чем в клистроне. Это объясняется тем, что электронный поток в лампе с бегущей волной взаимодействует с переменным электрическим полем на большом участке своего пути и отдает значительную часть своей энергии на создание усиленных колебаний.

Электронный поток в лампе с бегущей волной гораздо слабее, чем в клистроне, и поэтому уровень шумов сравнительно невелик.

Полоса пропускаемых частот может быть очень большой, так как в лампе с бегущей волной нет никаких колебательных систем. Ширина полосы частот ограничивается не самой лампой, а различными дополнительными устройствами, слу-

жащими для связи лампы с внешними цепями и для согласования отдельных элементов этих дополнительных устройств между собой. Лампы с бегущей волной, предназначенные для частот порядка нескольких тысяч мегагерц, имеют полосу пропускаемых частот порядка нескольких сотен мегагерц. Это более чем достаточно для радиолокации и всех видов современной радиосвязи.

Имеются сведения о создании ламп с бегущей волной для частот порядка десятков тысяч мегагерц, т. е. для диапазона миллиметровых волн. Выходная мощность ламп с бегущей волной, предназначенных для усиления в радиоприемниках, не превышает нескольких милливатт.



Фиг. 80. Принцип устройства лампы с бегущей волной.

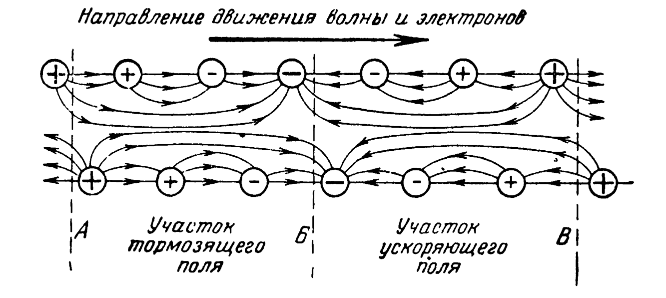
Рассмотрим принцип устройства и работы лампы с бегущей волной.

На фиг. 80 показана схематически лампа с бегущей волной простейшего типа. В левой части удлиненного баллона помещается электронный прожектор, состоящий из катода *К*, фокусирующей катушки *ФК* и анода *А*; в правой части находится проволочная спираль, выполняющая роль внутреннего провода коаксиальной линии. Наружным проводом этой линии является металлическая трубка *Т*. Выводы от спирали использованы в качестве внутренних проводов входной и выходной коаксиальных линий. После спирали в самом конце баллона помещен собирающий электрод (коллектор), имеющий такой же потенциал, как и анод.

Электронный луч, созданный электронным прожектором, проходит вдоль оси спирали и попадает на коллектор. Для лучшей фокусировки электронного луча иногда применяется еще одна длинная фокусирующая катушка, расположенная снаружи трубки *Т*.

В качестве элементов связи на более коротких волнах вместо коаксиальных линий применяют волноводы. Тогда концевые проводнички спирали делаются в виде небольших стержней, играющих роль приемной антенны на входе и передающей антенны на выходе. Вход и выход у спирали устраивают, соблюдая согласование сопротивлений, чтобы вдоль спирали распространялась бегущая электромагнитная волна.

Эта волна распространяется вдоль провода спирали, т. е. по винтовой линии, со скоростью, близкой к скорости света $c = 300\,000$ *км/сек*. Фазовая скорость распространения волны вдоль оси спирали $v_ф$ во столько раз меньше скорости c, во сколько окружность витка спирали больше ее



Фиг. 81. Электрическое поле бегущей волны внутри спирали.

шага. Спираль конструируется обычно так, что $v_ф \approx 0{,}1c = 30\,000$ *км/сек*. Практически спираль имеет несколько десятков или даже несколько сотен витков. Для диапазона сантиметровых волн длина спирали может быть порядка 10—30 *см* и более, а ее диаметр составляет несколько миллиметров.

Внутри спирали образуется переменное электрическое поле, распространяющееся вдоль оси спирали со скоростью $v_ф$. На фиг. 81 дана картина электрического поля на некотором участке внутри спирали для случая, когда одна длина волны располагается на протяжении примерно шести витков. Сама спираль изображена в разрезе и на ней знаками плюс и минус показано примерное распределение потенциалов, причем большие плюсы и минусы соответствуют более высокому значению положительного и отрицательного потенциалов. Следует представлять себе, что изображенная картина поля

соответствует какому-то одному моменту времени. Так как волна бежит по спирали, то поле, показанное на фиг. 81, вращается вокруг оси спирали и перемещается вдоль этой оси со скоростью $v_ф$. Существует, конечно, еще электрическое поле между спиралью и внешней металлической трубкой *Т*, но оно не взаимодействует с электронным лучом. Вокруг витков спирали есть также переменное магнитное поле, но его влияние мы также рассматривать не будем, так как электроны не имеют энергетического взаимодействия с магнитным полем.

Скорость электронного луча, попадающего в спираль, должна быть немного больше $v_ф$, т. е. она тоже порядка $0{,}1c$. Это достигается тем, что напряжение на аноде устанавливается несколько больше 2 500 *в*.

В результате взаимодействия электронного луча с переменным электрическим полем бегущей волны получается модуляция электронов по скорости и группировка их в сгустки. Иначе говоря, луч перестает быть равномерным по плотности и в нем появляются участки бо́льшей плотности (сгустки), разделенные друг от друга разреженными участками.

Рассматривая фиг. 81, нетрудно заметить, что участок спирали на протяжении одной полуволны (*АБ*) имеет тормозящее поле для электронов, а в другой полуволне — ускоряющее поле (*БВ*). Очевидно, что вдоль спирали чередуются участки ускоряющего и тормозящего полей.

Так как электроны влетают в начало спирали со скоростью, несколько бо́льшей, чем скорость перемещения поля вдоль спирали, то с ними происходит следующее. Если в начале спирали в данный момент оказывается участок тормозящего поля, то электроны на этом участке тормозятся и далее продолжают двигаться в пределах этого же участка, перемещаясь вместе с ним к концу спирали и группируясь в более плотный сгусток. Постепенно уменьшая скорость, они все время отдают свою энергию полю, усиливая бегущую волну.

Если же электроны влетают в начало спирали тогда, когда там имеется участок ускоряющего поля, то они увеличивают свою скорость и, обгоняя поле, постепенно переходят в следующий участок, где поле уже тормозящее. Следовательно, они присоединяются к тому электронному сгустку, который, как было объяснено выше, образовался на этом участке. Хотя электроны, попавшие сначала в ускоряющее поле, отнимут от бегущей волны некоторую энергию, но

далее они все равно возвращают ее бегущей волне, так как переходят на участок тормозящего поля.

Таким образом, на участках тормозящего поля образуются электронные сгустки, отдающие все время энергию волне, а на участках ускоряющего поля, наоборот, возникнет уменьшение плотности электронного луча. Поэтому электроны луча будут отдавать бегущей волне значительную энергию на протяжении всей спирали. Амплитуды тока и напряжения бегущей волны по мере ее перемещения к концу спирали увеличиваются. При этом становятся сильнее ускоряющее и тормозящее поля на участках этой волны, а значит усилится и эффект группирования электронов в сгустки. Но тогда увеличится и отдача энергии электронами волне. В результате такого постепенно усиливающегося процесса на выходе получаются значительно усиленные колебания.

По опубликованным данным в лампах с бегущей волной для сантиметрового диапазона коэффициент усиления по мощности получается до нескольких сотен. Ток электронного луча имеет в самых маломощных лампах величину нескольких десятков микроампер. В более мощных лампах ток луча достигает единиц миллиампер и при этом выходная мощность может быть получена до десятых долей ватта. Коэффициент полезного действия у некоторых типов ламп доходит до нескольких десятков процентов.

Следует отметить, что в последнее время ведутся большие работы по усовершенствованию ламп с бегущей волной. Появляются и принципиально новые конструкции таких ламп. Так, например, вместо спирали для уменьшения скорости распространения бегущей волны применяют цепочку из объемных резонаторов, связанных друг с другом через щели, сквозь которые проходит и электронный луч. Имеются сведения о соединении принципов работы магнетрона и лампы с бегущей волной в одном приборе, получившем название магнетронного усилителя. Все это показывает, что лампа с бегущей волной, несомненно, имеет большое будущее в технике сверхвысоких частот.

35. ИМПУЛЬСНАЯ РАБОТА ЛАМП

Электронные лампы, применяемые в передатчиках СВЧ, во многих случаях работают в импульсном режиме. Например, почти все радиолокационные передатчики с магнетронами или лампами обычного типа дают кратковременные импульсы длительностью до нескольких десятков микро-

секунд, разделенные друг от друга промежутками времени гораздо большей продолжительности.

При такой импульсной работе средняя мощность передатчика получается во много раз меньше мощности импульса. Пусть, например, длительность импульса 10 *мксек* и мощность 100 *квт*, а частота следования импульсов равна 200 *гц*. Тогда период следования импульсов равен 0,005 сек. = = 5 000 *мксек*, т. е. он в 500 раз больше длительности одного импульса. Поэтому средняя мощность в 500 раз меньше мощности импульса. Она составляет всего лишь 0,2 *квт*, или 200 *вт*.

Лампы для импульсной работы имеют сравнительно малые размеры анода, так как потери на его нагрев определяются средней мощностью. Импульсы большой мощности обычно получаются путем подачи на сетку и на анод весьма больших напряжений на то короткое время, в течение которого нужно получить генерацию колебаний. Величина анодного напряжения доходит до десятков киловольт. Во избежание пробоя особое внимание в конструкции лампы обращается на высокое качество изоляции между электродами и их выводами, а также на создание весьма высокого вакуума.

Для получения мощных импульсов катод лампы должен давать очень большую эмиссию. Из всех типов катодов наиболее пригоден для этого оксидный катод. Он обладает свойством давать в импульсном режиме эмиссию, в десятки раз превышающую ее нормальные значения, соответствующие режиму непрерывной работы.

В обычных условиях оксидный катод дает удельную эмиссию (эмиссию с 1 $см^2$ своей поверхности) до 0,5 $а/см^2$. При этом эффективность катода (величина эмиссии на 1 *вт* мощности накала) получается до 100 *ма/вт*. В импульсном режиме удельная эмиссия оксидного катода доходит до 30—50 $а/см^2$ и эффективность повышается до 5 000— 10 000 *ма/вт*.

Высокие значения эмиссионного тока в импульсном режиме объясняются процессом автоэлектронной эмиссии, т. е. вырыванием большого количества электронов из оксидного слоя под влиянием сильного внешнего электрического поля, проникающего в этот слой, являющийся полупроводником. Однако такую эмиссию оксидный катод может давать только при том условии, что длительность отдельных импульсов не превышает 15—20 *мксек*, а между ними имеются нерабочие паузы значительно бо́льшей длительности. Если пытать-

ся получать большую эмиссию более долгое время, то наступает так называемое «отравление» оксидного катода. Величина эмиссионного тока быстро падает и восстановление высокой эмиссии возможно только после некоторого «отдыха» катода. Причины отравления оксидного катода в настоящее время еще не выяснены полностью.

Глава пятая

ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН СВЕРХВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

36. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ АНТЕННО-ФИДЕРНЫХ УСТРОЙСТВАХ

Антенно-фидерное устройство состоит из *антенны*, служащей для излучения или приема радиоволн, и *фидерной линии*. Передающая антенна должна излучать в нужном направлении возможно бóльшую долю подведенной к ней энергии электромагнитных волн, а в приемной антенне радиоволны, пришедшие в определенном направлении, должны создать колебания с возможно бóльшей энергией. Фидерная линия служит для передачи с наименьшими потерями электромагнитных волн от передатчика к антенне или от антенны к приемнику. Для правильной работы антенного устройства фидерные линии не должны обладать антенным эффектом, т. е. не должны излучать или принимать волны.

Антенные устройства обладают *обратимостью*. Это значит, что любая передающая антенна может работать в качестве приемной и наоборот. Кроме того, если антенна, работающая в качестве передающей, обладает некоторыми определенными свойствами, то эти свойства остаются и в случае использования данной антенны для приема. Например, если антенна излучает волны лучше всего в некотором определенном направлении, то она будет принимать лучше всего волны, приходящие в этом же направлении.

В большинстве случаев передающая или приемная антенна так же, как и фидерная линия, представляет собой проводник определенной формы и определенного размера или систему нескольких проводников. Учитывая свойство обратимости антенн, мы будем рассматривать главным образом передающие антенны, но все они также пригодны и для приема.

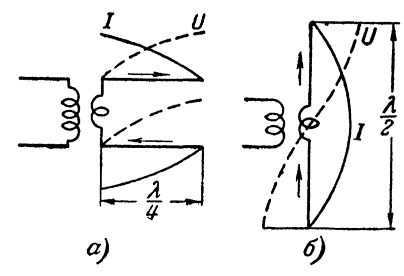
Огромный вклад в дело создания теории и техники антенно-фидерных устройств для СВЧ внесли советские уче-

ные М. А. Леонтович, М. А. Бонч-Бруевич, А. А. Пистолькорс, В. В. Татаринов, М. С. Нейман, Я. Н. Фельд и многие другие. Большинство важнейших открытий, изобретений и теоретических работ в области антенной техники было сделано нашими учеными задолго до того, как все эти новейшие достижения появились за границей.

37. ПОЛУВОЛНОВОЙ ВИБРАТОР

Для подробного изучения работы антенн СВЧ необходимо прежде всего рассмотреть **полуволновой вибратор**, являющийся простейшим типом антенны.

Симметричный полуволновой вибратор, называемый иногда стандартным вибратором или *диполем*, является важным элементом многих антенн для СВЧ. Он представляет собой четвертьволновую разомкнутую линию, провода которой развернуты в одну прямую. Такой переход от линии к вибратору показан на фиг. 82.



Фиг. 82. Переход от четвертьволновой разомкнутой линии (*а*) к полуволновому вибратору (*б*).

Большинство свойств двухпроводной линии, рассмотренных в гл. 2, сохраняется и у вибратора. В нем также создаются стоячие волны, причем на концах провода всегда получаются узлы тока и пучности напряжения. Распределение тока и напряжения вдоль вибратора получается такое же, как и вдоль проводов линии. В зависимости от соотношения между длиной вибратора и длиной волны генератора входное сопротивление вибратора принимает различные значения. В частности, при резонансе оно наименьшее и чисто активное.

Скорость распространения электромагнитных волн вдоль реального вибратора несколько меньше скорости света и поэтому резонанс получается в случае, когда длина провода вибратора немного меньше $\frac{\lambda}{2}$. Практически длина вибратора обычно берется порядка $0,47\lambda$. Если вибратор расположен очень близко к земле и различным местным предметам, то приходится брать его еще короче.

Основное отличие вибратора от линии заключается в его способности излучать бо́льшую часть подведенной к нему

энергии высокочастотных колебаний. Двухпроводная линия излучает волны сравнительно слабо, так как магнитные поля обоих проводов во внешнем пространстве почти полностью взаимно уничтожаются вследствие противоположных направлений токов в проводах; у вибратора же обе половинки провода расположены по одной прямой и токи в них совпадают по направлению. Поэтому излучения этих двух половинок вибратора не уничтожают друг друга, а, наоборот, складываются.

Учитывая значительное излучение волн у вибратора, мы не можем считать его идеальной линией. Очевидно, что в вибраторе получается в действительности режим смешанных, а не чисто стоячих волн. В результате теоретического и практического исследования полуволнового вибратора выяснилось, что излучение энергии волн у него эквивалентно потерям в активном сопротивлении, величина которого составляет 73 *ом* и которое следует считать включенным в пучность тока. Такое условное сопротивление, потери в котором эквивалентны потерям на излучение, называют *сопротивлением излучения* полуволнового вибратора ($R_{изл}$).

Если считать, что в самом проводе и в изоляторах нет потерь энергии, то входное сопротивление вибратора в пучности тока при резонансе должно быть 73 *ом*. В действительности же в каждом вибраторе имеются потери на нагрев самого провода и изоляторов, на утечку и т. п. Поэтому $Z_{вх}$, называемое иначе полным сопротивлением антенны R_A, для нормального полуволнового вибратора при работе его на основной волне можно приближенно считать равным 80 *ом* (добавляя 7 *ом* на потери в самом вибраторе). Именно такое сопротивление оказывает вибратор для генератора, включенного в пучность тока (в середину вибратора).

Мощность колебаний в антенне (в вибраторе) P_A определяется через ток в пучности I_A и входное сопротивление R_A по формуле

$$P_A = I_A^2 R_A.$$

Мощность излучаемых волн

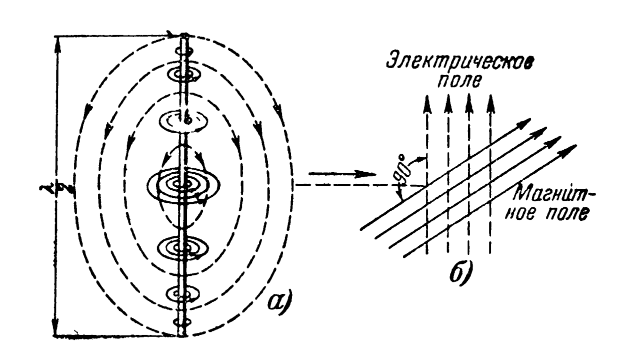
$$P_{изл} = I_A^2 R_{изл}.$$

Отсюда следует, что к. п. д. вибратора определяется как

$$\eta = \frac{P_{изл}}{P_A} = \frac{R_{изл}}{R_A}.$$

Величина к. п. д. для полуволнового вибратора получается достаточно высокой — порядка 0,9 и даже выше.

При изображении распределения тока и напряжения в вибраторе следовало бы учитывать наличие не только стоячей волны, но и бегущей волны, которая переносит вдоль вибратора энергию, идущую на излучение и на потери в самом вибраторе. Однако для упрощения чертежей принято изображать распределение тока и напряжения так, как будто имеется только одна стоячая волна.



Фиг. 83. Электромагнитное поле около вибратора (*а*) и на значительном удалении от него (*б*).

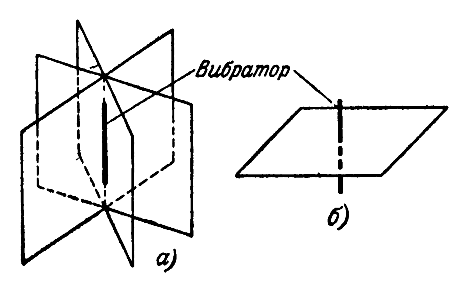
На фиг. 83,*а* показаны электрическое и магнитное поля вокруг вибратора. При значительном удалении от вибратора распространившиеся от него электромагнитные волны всегда имеют определенную *поляризацию*, т. е. электрические и магнитные силовые линии располагаются в некоторых определенных плоскостях. Если волны распространяются в пространстве свободно без преломлений и отражений, то на значительном удалении от вибратора электрические силовые линии располагаются параллельно вибратору, а магнитные силовые линии — перпендикулярно к нему (фиг. 83,*б*).

Обычно поляризацию радиоволн определяют по направлению электрического поля. В случае, показанном на фиг. 83, когда вибратор расположен вертикально, говорят, что волна поляризована вертикально, так как электрические силовые линии расположены в вертикальной плоскости. Если же вибратор расположен горизонтально, то излучаемые им волны имеют горизонтальную поляризацию.

38. НАПРАВЛЕННОЕ ДЕЙСТВИЕ ОДИНОЧНОГО ВИБРАТОРА

На СВЧ гораздо легче, чем на более длинных волнах, осуществляется направленная передача.

Необходимое направленное действие антенн может быть достигнуто устройством их в виде системы нескольких вибраторов. Применяя вибраторы с определенным сдвигом фаз между токами в них и располагая их на определенных расстояниях друг от друга, можно получить такой эффект, что излучаемые ими волны будут складываться в нужном направлении, но почти полностью взаимно уничтожаться в других направлениях. Подобные антенны из нескольких вибраторов называются сложными направленными антеннами.



Фиг. 84. Меридиональные (*а*) и экваториальная (*б*) плоскости.

Рассмотрим прежде всего направленность излучения одиночного полуволнового вибратора. Теоретически и практически было установлено, что вибратор дает наибольшее излучение волн в направлении, перпендикулярном проводу самого вибратора, и совершенно не излучает в направлении вдоль провода.

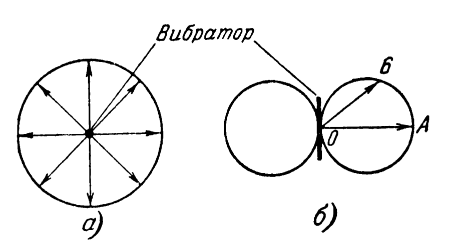
Направленное действие той или иной антенны показывают с помощью *характеристик* или *диаграмм направленности*. Они наглядно изображают изменение напряженности поля излучаемых волн в зависимости от направления. Эти диаграммы показывают обычно в двух плоскостях. Одна из них, в которой лежит сам вибратор, называется *меридиональной* плоскостью. Например, для вертикально расположенного вибратора такой плоскостью является любая вертикальная плоскость, проходящая через вибратор (фиг. 84,*а*). Вторая плоскость, перпендикулярная проводу, называется *экваториальной* плоскостью. Для вертикального вибратора это будет горизонтальная плоскость, пересекающая вибратор посередине (фиг. 84,*б*).

Если измерить на одном и том же расстоянии от вибратора, но по разным направлениям, напряженность поля излучаемых электромагнитных волн, то результаты такого измерения дадут возможность построить характеристику направленности. Практически для этого нужно обойти вокруг

вибратора по окружности в интересующей нас плоскости с каким-либо измерителем или индикатором напряженности поля.

Полуволновой вибратор в экваториальной плоскости не обладает направленным действием, т. е. излучает во все стороны одинаково. Его характеристика направленности в этой плоскости изображается окружностью, центр которой совпадает с серединой вибратора (фиг. 85,*а*). Величина напряженности поля, получающаяся в том или ином направлении и характеризующая направленность, пропорциональна длине радиуса, проведенного из центра к этой окружности. Так как все радиусы одинаковы по длине, то ясно, что диаграмма действительно показывает отсутствие направленности.

В меридиональной плоскости диаграмма направленности одиночного вибратора изображается кривой линией в виде восьмерки, каждая половинка которой по форме близка к окружности (фиг. 85,*б*). На этом графике напряженность поля, получающаяся в том или ином направлении, пропорциональна длине радиуса, проведенного от центральной точки *О* к кривой.



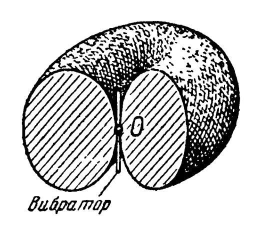
Фиг. 85. Диаграммы направленности вибратора в экваториальной (*а*) и меридиональной (*б*) плоскостях.

При этом надо помнить, что радиусы различной длины, например *ОА* и *ОБ* на фиг. 85,*б*, изображают напряженность поля на одном и том же расстоянии от вибратора, но по разным направлениям от него. Это относится ко всем диаграммам направленности без исключения.

На характеристиках направленности удобно величину напряженности поля откладывать в относительных единицах, т. е. наибольшую напряженность поля и соответствующий ей радиус *ОА* принимать за 1, а радиусы в других направлениях брать соответственно меньше. Так, например, если в направлении *ОБ* напряженность поля в 2 раза меньше наибольшей напряженности поля, то радиус *ОБ* должен составлять 0,5 радиуса *ОА*.

Если восьмерку фиг. 85,*б* повернуть вокруг вибратора, как вокруг оси, то получается пространственная характеристика направленности в виде так называемого тороида, показанного в разрезе на фиг. 86 и напоминающего «бублик»

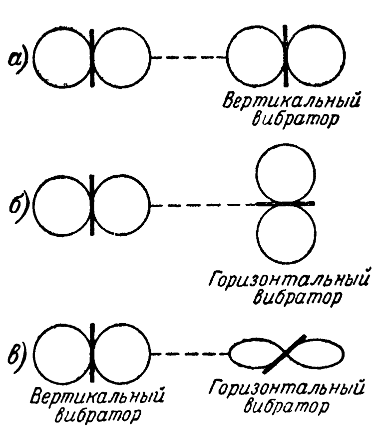
без отверстия. Любой радиус, проведенный из центральной точки тороида O к его поверхности, характеризует относительную величину напряженности поля излучения в данном направлении.



Фиг. 86. Пространственная диаграмма излучения вибратора.

Так как у антенн из нескольких вибраторов пространственные диаграммы направленности получаются весьма сложными, то обычно рассматривают направленность только в двух наиболее важных плоскостях. Иногда даже достаточно диаграммы направленности в одной плоскости.

Благодаря свойству обратимости антенн характеристики направленности, полученные для излучения, полностью справедливы и для приема волн вибратором. В экваториальной плоскости (фиг. 85,*а*) вибратор принимает одинаково все волны, пришедшие с разных направлений. В меридиональной плоскости (фиг. 85,*б*) лучше всего принимаются волны, приходящие в направлении *АО*, хуже — в направлении *БО*, а волны, движущиеся в направлении вдоль вибратора, совсем не принимаются.



Фиг. 87. Различное взаимное расположение приемного и передающего вибраторов.

Приведенные диаграммы показывают, что одиночный вибратор обладает слабо выраженной направленностью излучения, но все же ее необходимо учитывать при установке антенн. Для получения наилучшей связи вибраторы приемной и передающей антенн должны быть параллельны друг другу, как показано на фиг. 87,*в*. Если они расположены под прямым углом по фиг. 87,*б*, то за счет направленного действия вибраторов связи не будет, а при расположении их под прямым углом по фиг. 87,*в* связи также не будет вследствие того, что волны, излучаемые вибраторами, поляризованы. Действительно, если, например, излучает левый вертикальный вибратор, то его волны поляризованы вертикаль-

ню. Но тогда они не будут создавать э. д. с. в правом приемном вибраторе, который расположен горизонтально. Во всех промежуточных случаях расположения вибраторов связь будет хуже, чем в случае фиг. 87,*а*.

Действительные характеристики направленности на практике всегда бывают несколько искаженными благодаря наличию отражения волн от местных предметов, окружающих антенну, а также благодаря тому, что провод вибратора не является точно прямолинейным. По таким же причинам происходит и некоторое изменение плоскости поляризации. Вследствие этого практически даже для случаев фиг. 87,*б* и *в* связь все же получается, хотя и значительно более слабая. Этому также способствуют преломление, отражение и искривление пути радиоволн, наблюдающиеся при распространении их в атмосфере.

39. НАПРАВЛЕННОЕ ДЕЙСТВИЕ СИСТЕМЫ ДВУХ ВИБРАТОРОВ

Рассмотрим теперь направленное действие систем двух и бóльшего числа вибраторов.

На фиг. 88 показана диаграмма направленности в экваториальной плоскости двух параллельных вибраторов, которые расположены на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$ друг от друга и имеют токи, совпадающие по фазе (такие вибраторы называются *синфазными*).

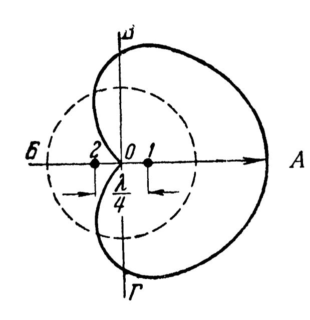
Фиг. 88. Направленное излучение в экваториальной плоскости двух синфазных вибраторов.

В этом случае вместо диаграммы в виде окружности, характерной для одиночного вибратора (для сравнения она показана на фиг. 88 пунктиром), получается сплющенная восьмерка. Такая характеристика объясняется следующим образом.

В направлениях *ОА* и *ОБ* волны от обоих вибраторов приходят в какую-либо удаленную точку путями одинаковой длины. Поэтому они совпадают по фазе и поля их складываются. Если токи в вибраторах одинаковы, то суммарная напряженность поля в этих двух направлениях $E_{макс}$ получается удвоенной по сравнению с напряженностью поля от одного вибратора E_1. В направлениях *ОВ* и *ОГ* волны от вибраторов идут с противоположными фазами, так как вол-

на от одного вибратора проходит лишний путь, равный $\frac{\lambda}{2}$, и за счет этого отстает по фазе на 180°. Ясно, что в этих направлениях волны взаимно уничтожаются, т. е. излучения нет. В промежуточных направлениях получается некоторый средний между 0 и 180° сдвиг фаз между волнами от обоих вибраторов и суммарная напряженность поля меньше, чем $E_{макс} = 2E_1$. Соответственно этому радиусы диаграммы при изменении направления от OA к OB плавно изменяются от наибольшего значения до 0.

Как видно, антенна из двух синфазных вибраторов совершенно не излучает вдоль линии, соединяющей вибраторы, и дает максимум излучения в двух других направлениях, перпендикулярных к этой линии.



Фиг. 89. Диаграмма направленности вибратора *1* с рефлектором *2*.

Однако наличие двух противоположно направленных максимумов излучения часто бывает нежелательным. Применив другую систему двух вибраторов, можно получить максимум излучения только в одну сторону. Этот весьма важный случай показан на фиг. 89. На нем дана диаграмма направленности в экваториальной плоскости двух параллельных вибраторов, расположенных на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ друг от друга, причем ток вибратора *1* отстает по фазе на 90° от тока вибратора *2*.

В этом случае по направлению OA волна от вибратора *2* проходит лишний путь, равный $\frac{\lambda}{4}$, и у нее получается отставание по фазе на 90° от тока вибратора *2*. Но так как сама эта волна излучается от вибратора, в котором ток опережает по фазе на 90° ток вибратора *1*, то в результате волны обоих вибраторов движутся в направлении OA, совпадая по фазе, и напряженность поля удваивается ($E_{макс} = 2E_1$). В обратном направлении $OБ$ волна от вибратора *1* излучается с отставанием по фазе на 90° относительно тока вибратора *2* и дополнительно отстает по фазе еще на 90° за счет лишнего пути в $\frac{\lambda}{4}$. Таким образом, она отстает

на 180° от волны, излучаемой вибратором *2*, и в результате обе волны взаимно уничтожаются, т. е. излучение в этом направлении отсутствует ($E_{мин} = 0$). По направлениям *ОВ* и *ОГ* волны от вибраторов движутся со сдвигом фаз 90°, и суммарная напряженность поля получается равной $1{,}4E_1$.

Диаграмма направленности излучения двух таких вибраторов представляет собой кривую, называемую *кардиоидой,* и показывает наглядно, что имеется только один максимум излучения в том направлении, в котором расположен вибратор с током, отстающим по фазе (для сравнения на фиг. 89 показана пунктиром характеристика направленности одиночного вибратора).

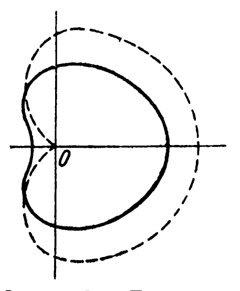
Результат получился таким, как будто вибратор *2* отражает волны, излучаемые вибратором *1*. Поэтому вибратор *1* принято называть *антенной*, а вибратор *2* — *зеркалом* или *рефлектором.* Конечно, на самом деле направленность достигается за счет сложения электромагнитных волн, излучаемых обоими вибраторами.

Когда от передатчика энергия подводится к рефлектору по фидерной линии, так же как и к антенне, то рефлектор называется *активным.* Подобные рефлекторы встречаются только в сложных специальных антеннах. Значительно чаще применяется *пассивный рефлектор*, представляющий собой вибратор, ни с чем не соединенный и несколько удлиненный по сравнению с вибратором, выполняющим роль антенны.

Пассивный рефлектор получает энергию от электромагнитных волн, излучаемых вибратором-антенной. Эти волны проходят путь в $\frac{\lambda}{4}$, за счет которого создается их отставание по фазе на 90°. Электродвижущая сила, индуктируемая в рефлекторе, отстает еще на 90° от создающего ее электромагнитного поля. За счет того, что длина рефлектора больше, чем нужно для резонанса, его сопротивление имеет индуктивный характер (подобно разомкнутой линии с длиной больше четверти волны) и ток в нем отстает от э. д. с. еще на 90°. В итоге оказывается, что ток в рефлекторе отстает от тока в антенне примерно на 270°, что равносильно опережению на 90°. А это, как мы выяснили, и есть условие получения максимума излучения в одну сторону, противоположную рефлектору.

Конечно, пассивный рефлектор действует несколько хуже, чем активный, так как ток в нем получается меньше, чем в антенне, и сдвиг фаз не точно равен 90°. Поэтому характеристика направленности получается примерно такая,

как на фиг. 90 (для сравнения на этой же фигуре пунктиром показана кардиоида). Как видно, с пассивным рефлектором не получается удвоенная напряженность поля в направлении наибольшего излучения и не уничтожается полностью излучение в обратную сторону. На практике подбором длины рефлектора и расстояния между ним и антенной стараются добиться наименьшего излучения в сторону рефлектора и наибольшего в сторону антенны.



Фиг. 90. Диаграмма направленности вибратора с пассивным рефлектором.

Возможен еще и другой вариант получения наибольшего излучения в одну сторону. Если к вибратору 2 (фиг. 89) подвести энергию от передатчика, а вибратор 1 сделать пассивным (несоединенным ни с чем) и укоротить его длину примерно на 5%, то получается характеристика направленности, подобная изображенной на фиг. 90. В этом случае вибратор 2 является антенной, а вибратор 1 называют *директором*, так как он направляет излучение в свою сторону.

Роль вибратора-директора объясняется следующим образом. Волны от антенны проходят к директору путь в $\frac{\lambda}{4}$ и за счет этого отстают по фазе на 90°. Индуктированная в директоре э. д. с. отстает еще на 90°, но ток, созданный этой э. д. с., опережает ее на 90°, так как сопротивление укороченного вибратора имеет емкостный характер (подобно разомкнутой линии, у которой длина меньше $\frac{\lambda}{4}$). В результате ток директора отстает примерно на 90° от тока антенны и характеристика направленности получается примерно такая же, как на фиг. 90. Наилучшая направленность достигается подбором длины директора и его расстояния от антенны.

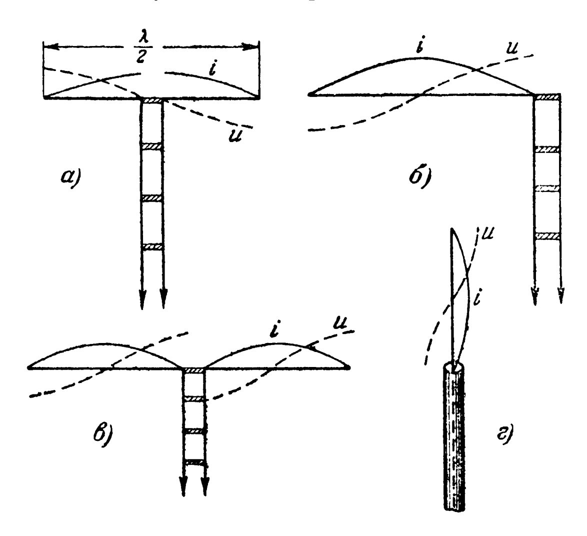
40. АНТЕННЫ С ОДНИМ ИЛИ НЕСКОЛЬКИМИ ВИБРАТОРАМИ

Антенны дециметрового и сантиметрового диапазонов должны иметь необходимую направленность излучения и правильную систему питания. В простейших антеннах излучающая часть делается в виде одного вибратора. Если такой вибратор расположен горизонтально, то, как мы знаем,

он будет давать некоторую направленность в горизонтальной плоскости.

При небольшом расстоянии от передатчика до вибратора нередко используются фидеры со стоячей волной. Простейшие антенны с такими фидерами показаны на фиг. 91. В случае фиг. 91,*а* вибратор питается в пучности тока (*питание током*), в которой его входное сопротивление, как известно, имеет величину порядка 80 *ом*. Схема питания получается симметричная. Если фидер двухпроводный ($Z_0 = 400 \div 600$ *ом*), то в нем будет режим стоячих волн.

На фиг. 91,*б* показано *питание напряжением*. Фидер подключается только одним проводом к концу вибратора, на котором имеется пучность напряжения. Схема питания по-



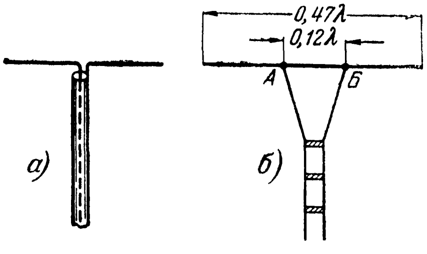
Фиг. 91. Антенны с питанием стоячей волной.

лучается несимметричная. Так как в пучности напряжения входное сопротивление очень велико, то фидер также работает в режиме стоячих волн. Питание напряжением может быть симметричным, если оно применяется для двух синфазных вибраторов (фиг. 91,*в*). Такая система питания широко используется в сложных многовибраторных антеннах.

Фиг. 91,*г* показывает питание вибратора напряжением с помощью коаксиального кабеля. Сам вибратор при питании по фиг. 91,*б* или *г* может располагаться под углом от 90 до 180° к фидерной линии.

Антенны с короткими фидерами, работающими в режиме стоячих волн, применяются для передвижных ультракоротковолновых станций, установленных на автомашинах, самолетах и т. д. Однако в большинстве случаев антенна бывает значительно удалена от передатчика и поэтому необходимо применять фидеры с бегущей волной. Для получения режима бегущей волны осуществляют согласование фидера с антенной тем или иным методом.

Простейший способ согласования — питание вибратора током с помощью коаксиальной линии, имеющей $Z_0 = 70 \div 80$ *ом* (фиг. 92,*а*). В этом случае Z_0 линии примерно равно $Z_{вх}$ вибратора. Недостатком такой системы является то, что коаксиальная линия вследствие своей несимметрии нарушает симметричность вибратора и ухудшает его работу.



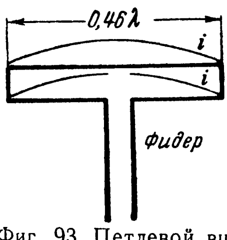
Фиг. 92. Антенны с питанием бегущей волной.

На фиг. 92,*б* показано питание вибратора двухпроводным фидером с бегущей волной в точках *А* и *Б*, находящихся между пучностью тока и пучностью напряжения. В этих точках входное сопротивление вибратора получается средним между наименьшим его значением $Z_{вх} = 80$ *ом* в пучности тока и наибольшим значением в пучности напряжения. Точки *А* и *Б* подобраны так, что $Z_{вх} = Z_0$.

Антенна по фиг. 92,*б* является симметричной и удобна в случае двухтактной схемы выходного каскада передатчика. Часть фидера с расходящимися проводами является как бы трансформатором сопротивления для согласования (его иногда называют дельта-трансформатором). По мере увеличения расстояния между проводами Z_0 линии возрастает и в точках *А* и *Б* оно равно $Z_{вх}$ антенны.

Большими преимуществами обладает широко распространенная *петлевая* или *шлейф-антенна*, предложенная А. А. Пистолькорсом. Она представляет собой два близко расположенных параллельных полуволновых вибратора, замкнутых друг с другом на концах, с питанием током в пучности одного из них (фиг. 93). Расстояние между этими вибраторами должно быть много меньше их длины. Токи обоих вибраторов совпадают по направлению и поэтому

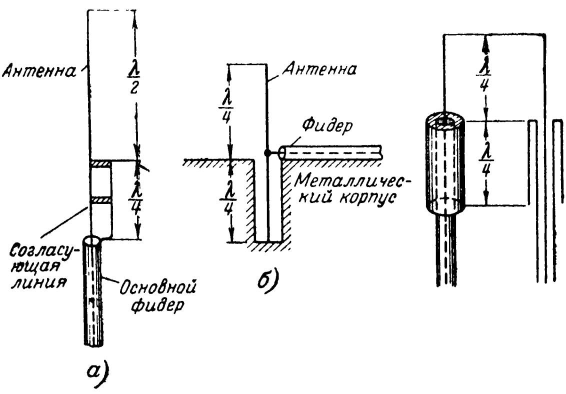
такая антенна эквивалентна одному вибратору с удвоенным током. Сопротивление излучения, а следовательно, и входное сопротивление петлевой антенны примерно в 4 раза больше, чем у обычного вибратора, и составляет около 300—320 *ом*. При такой величине $Z_{вх}$ можно получить хорошее согласование с фидером в виде двухпроводной линии, которая должна иметь $\frac{b}{r} = 12 \div 15$.



Фиг. 93. Петлевой вибратор А. А. Пистолькорса.

Если необходимо обеспечить ненаправленное излучение в горизонтальной плоскости, то вибратор должен быть вертикальным. В качестве таких ненаправленных антенн могут быть применены антенны, рассмотренные выше, но с вертикальным расположением излучающей части, или антенны, показанные на фиг. 94.

Антенна по фиг. 94,*а* представляет собой вертикальный полуволновой вибратор с фидером в виде коаксиальной линии, причем для согласования фидера с антенной служит



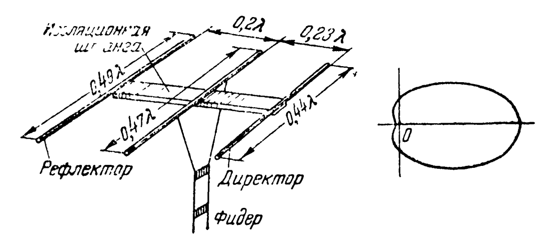
Фиг. 94. Некоторые типы вертикальных антенн.

четвертьволновая двухпроводная линия, работающая как трансформатор сопротивлений.

На фиг. 94,*б* показана вертикальная четвертьволновая антенна, установленная над какой-либо металлической заземленной поверхностью. Четвертьволновая коаксиальная линия, идущая вниз от металлической поверхности, выполняет роль основания для антенны. Входное сопротивление этой линии весьма велико и, следовательно, такая линия является металлическим изолятором.

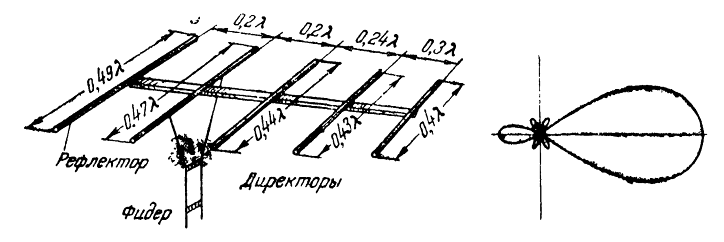
Питание к антенне подводится коаксиальным кабелем, у которого волновое сопротивление должно быть порядка 40 *ом*, так как входное сопротивление четвертьволновой антенны имеет примерно такую же величину. Если фидер имеет более высокое Z_0, то следует применить четвертьволновую согласующую линию.

Оригинальная конструкция антенны показана на фиг. 94,*в*. Здесь верхняя половина вибратора представляет



Фиг. 95. Антенна с рефлектором и директором и диаграмма ее направленности в экваториальной плоскости.

собой продолжение внутреннего провода коаксиального фидера. Роль нижней половины вибратора выполняет цилиндрический проводник увеличенного диаметра длиной в $\frac{\lambda}{4}$, соединенный с концом оболочки коаксиального фидера. Входное сопротивление такой антенны около 80 *ом* и по-



Фиг. 96. Директорная антенна и диаграмма ее направленности в меридиональной плоскости.

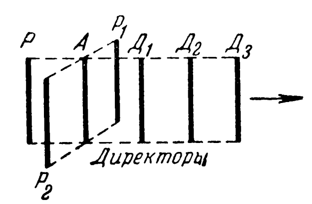
этому она без дополнительных приспособлений хорошо согласуется с коаксиальным кабелем.

Для получения наибольшего излучения в одну сторону делают антенну с пассивным вибратором-рефлектором.

Более острую направленность можно получить, применяя антенну с рефлектором и директором (фиг. 95), а также антенну с несколькими директорами (фиг. 96), иногда на-

зываемую антенной типа *волновой канал*. Размеры вибраторов, расстояния между ними и характеристики направленности для этих антенн показаны на фиг. 95 и 96. Следует отметить, что теория и расчет директорной антенны по фиг. 96 еще не вполне разработаны. Наивыгоднейшее взаимное расположение вибраторов и их длины, дающие наилучшую направленность, определяются опытным путем.

На практике часто применяются антенны с рефлектором, а также директорные антенны, в которых основным вибратором, служит петлевая антенна. Эти антенны дают хорошее направленное действие.



Фиг. 97. Схема устройства директорной антенны с дополнительными рефлекторами.

Для уменьшения излучения в боковые стороны иногда устраивают антенну по фиг. 97. В этом случае, помимо основного рефлектора P, имеются еще два дополнительных рефлектора P_1 и P_2, расположенных на расстояниях $\frac{\lambda}{4}$ от активного вибратора A.

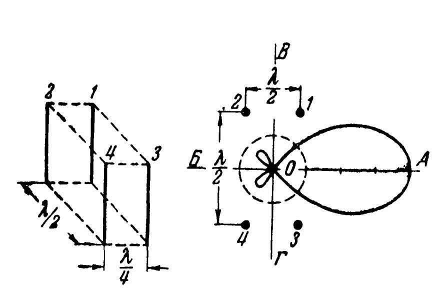
Следует отметить, что вибраторы, которые не питаются в пучности тока (например, изображенные на фиг. 91,*б* и *в*), или пассивные вибраторы имеют посередине напряжение, равное нулю, и поэтому их часто крепят в средней точке без всякой изоляции.

Остронаправленное излучение можно получить с помощью так называемых *сложных синфазных антенн*, впервые разработанных и исследованных проф. В. В. Татариновым. Они имеют несколько вибраторов-антенн, в которых токи совпадают по фазе, и такое же количество вибраторов-рефлекторов, которые обычно бывают пассивными.

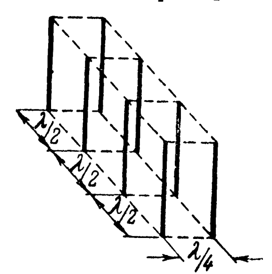
На фиг. 98 показаны схемы устройства простейшей подобной антенны с четырьмя вибраторами и ее характеристика направленности в экваториальной плоскости. Вибраторы-антенны *1* и *3* расположены на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$ друг от друга и токи в них совпадают по фазе. Как было показано на фиг. 88, такая пара вибраторов совершенно не дает излучения в направлениях *ОВ* и *ОГ*, а наибольшее излучение получается по направлениям *ОА* и *ОБ*. Но излучение влево уничтожается с помощью рефлекторов *2* и *4*, которые расположены на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ от вибраторов *1* и *3*. В ре-

зультате максимум излучения будет только в одном направлении OA и он в 4 раза больше, чем у одиночного вибратора, характеристика направленности которого для сравнения дана на фиг. 98 пунктиром.

Если увеличить число вибраторов, то можно сделать направленность еще более острой. При этом число вибраторов-



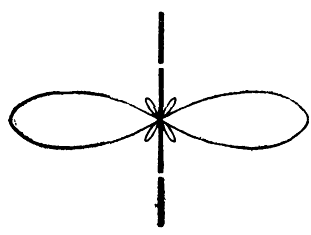
Фиг. 98. Сложная антенна с четырьмя вибраторами.



Фиг. 99. Сложная антенна из восьми вибраторов.

антенн должно быть обязательно четное, а общее число вибраторов — кратное четырем, так как иначе не получится уничтожение излучения в направлениях OB и $O\Gamma$. Для примера на фиг. 99 показана схема устройства антенны из восьми вибраторов, дающей увеличение напряженности поля по главному направлению OA в 8 раз.

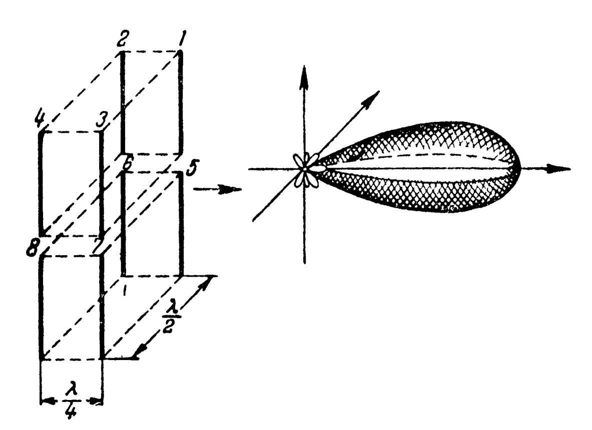
Недостатком сложных синфазных антенн является наличие в характеристике направленности так называемых боковых или дополнительных лепестков, т. е. побочных максимумов излучения по некоторым направлениям. Однако эти побочные максимумы обычно не превышают по величине излучения одиночного вибратора.



Фиг. 100. Антенна из четырех синфазных вибраторов с улучшенной направленностью в меридиональной плоскости.

Увеличение числа вибраторов вдоль прямой, перпендикулярной самим вибраторам, как на фиг. 99, улучшает направленность главным образом в экваториальной плоскости. Для улучшения направленности в меридиональной плоскости нужно увеличивать число вибраторов вдоль прямой, проходящей через вибраторы. Пример такой антенны из четырех вибраторов показан на фиг. 100.

Для улучшения направленности и в экваториальной, и в меридиональной плоскости необходимо увеличивать число вибраторов в обоих направлениях. Простейшей антенной, дающей такой эффект, является показанная на фиг. 101 антенна, имеющая четыре вибратора-антенны и столько же вибраторов-рефлекторов. Диаграмма направленности такой антенны в пространстве напоминает обтекаемую форму бомбы или ракеты с дополнительными лепестками (фиг. 101).



Фиг. 101. Сложная антенна из восьми вибраторов и ее диаграмма направленности в пространстве.

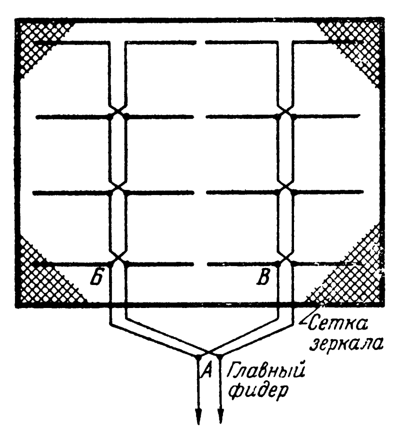
Рассмотренные выше антенны могут иметь вертикальное или горизонтальное расположение вибраторов. Учитывая поляризацию волн, надо только соблюдать условие, чтобы вибраторы передающей и приемной антенн были параллельны друг другу.

С целью упрощения конструкции антенны в качестве зеркала часто применяют металлическую сетку, расположенную на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ от активных вибраторов. Конечно, зеркалом может служить также сплошной металлический лист, но сетка имеет меньший вес и на нее оказывает меньшее давление ветер, что весьма важно при значительных размерах антенны.

Питание активных вибраторов в сложной антенне обычно производится с помощью разветвленной системы фидеров, как показано на фиг. 102. Фиг. 102 дает представление о схеме устройства сложной синфазной антенны с 16 вибратора-

ми, расположенными горизонтально, и зеркалом в виде сетки.

Для получения синфазной работы вибраторов каждый фидер, идущий от одной пары вибраторов к другой паре, перекрещивается. Это необходимо для компенсации сдвига фаз на 180°, получающегося за счет расстояния в $\frac{\lambda}{2}$ между двумя соседними парами вибраторов.



Фиг. 102. Сложная синфазная антенна из 16 вибраторов с зеркалом (сетка зеркала полностью не показана).

Фидеры, распределяющие энергию в подобной антенне, работают в режиме смешанных волн с низким значением $k_{б\,в}$. Это объясняется тем, что фидер подключается к двум синфазным вибраторам в пучностях напряжения, в которых входное сопротивление вибраторов велико. Оно составляет прмерно 5 000 *ом*, т. е. много больше волнового сопротивления фидера.

Участки фидера *АБ* или *АВ* работают в несколько лучшем режиме, так как для них нагрузочным сопротивлением является эквивалентное сопротивление нескольких пар вибраторов, соединенных параллельно (в данном случае оно равно $\frac{5\,000}{4} = 1\,250$ *ом*). В точке *А* для главной фидерной линии нагрузочное сопротивление получается еще меньше $\left(\frac{1\,250}{2} = 625\ ом\right)$*.

Когда антенна имеет еще бóльшее число вибраторов, то ее входное сопротивление может быть сделано близким к волновому сопротивлению главного фидера. Если это не получается, то применяют те или иные согласующие устройства.

Направленное действие различных антенн можно характеризовать *коэффициентом направленного действия* (к. н. д.), введенным А. А. Пистолькорсом в 1929 г. Он обозначается

* При условии, что *АБ* и *АВ* составляют целое число полуволн.

буквой D и показывает, во сколько раз нужно увеличить мощность излучения при переходе от направленной антенны к ненаправленной для сохранения неизменной напряженности поля в месте приема.

При этом под ненаправленной антенной понимают некоторую воображаемую антенну, излучающую во все стороны одинаково. Практически такая антенна не существует и поэтому даже обычный полуволновой вибратор, у которого направленность наименьшая по сравнению с другими типами антенн, имеет $D = 1,64$. Значения к. н. д., конечно, всегда относятся к тому случаю, когда радиосвязь осуществляется в направлении главного максимума диаграммы направленности.

У директорных антенн величина к. н. д. примерно равна числу директоров, умноженному на 5. Для современных остронаправленных антенн, работающих на сантиметровых волнах, к. н. д. может иметь значения до нескольких тысяч.

41. ВЛИЯНИЕ ЗЕМЛИ НА ИЗЛУЧЕНИЕ АНТЕНН

Практически антенны всегда располагаются недалеко от поверхности земли или около каких-либо массивных металлических предметов (корпус корабля, самолета, автомашины и т. д.). Эти проводящие поверхности отражают радиоволны. Поэтому в окружающее пространство попадают не только волны, идущие непосредственно от антенны, но и волны, отраженные от поверхности земли или какой-либо другой проводящей поверхности, которую мы также будем для краткости называть землей. Такое отражение волн оказывает сильное влияние на направленные свойства антенн. При исследовании этого влияния часто можно считать землю приближенно идеальным проводником. Учет фактической величины проводимости земли весьма сложен. Заметим, что все характеристики направленности, приводившиеся ранее, не учитывали влияние земли.

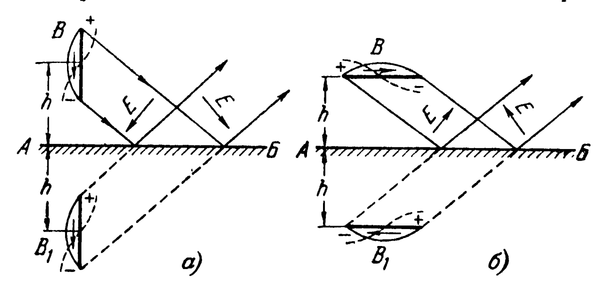
Наиболее просто влияние земли на излучение можно определить, пользуясь методом зеркальных изображений. Рассмотрим сущность этого метода.

Если над поверхностью земли (фиг. 103) находится какой-то излучатель (вибратор B), то волны, отраженные от поверхности земли, можно считать как бы идущими от излучателя B_1, расположенного по другую сторону отражающей поверхности $AБ$ на таком же расстоянии h от нее, на каком находится излучатель B. Фиктивный (воображаемый) излучатель B_1 называют зеркальным изображением действи-

тельного излучателя B. Таким образом, совместное действие излучателя B и земли можно заменить действием системы двух излучателей B и B_1.

Для решения вопроса о совместном действии этих двух вибраторов необходимо знать фазу колебаний в вибраторе B_1.

В гл. 2, изучая волноводы, мы уже рассматривали отражение электромагнитной волны от идеально проводящей



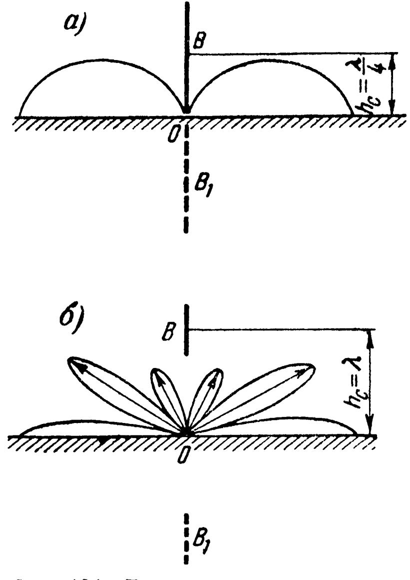
Фиг. 103. Отражение волн от земли в случаях вертикального (*а*) и горизонтального (*б*) вибраторов.

плоскости. Граничное условие для такого отражения, как мы знаем, состоит в том, что касательная составляющая напряженности электрического поля, т. е. составляющая, параллельная отражающей плоскости, равна нулю. Отсюда следует, что касательные составляющие напряженности электрического поля у падающей и отраженной волн равны по величине и противоположны по знаку: $E_{пад} = -E_{отр}$. Иначе говоря, отражение электромагнитной волны от идеально проводящей поверхности всегда происходит так, что касательная составляющая напряженности электрического поля меняет свою фазу на обратную.

Соответственно этому на фиг. 103 показаны два случая отражения волн от земли: для вертикального и горизонтального вибраторов. Направление вектора напряженности электрического поля для падающей и отраженной волн вблизи точки отражения показано стрелками (не следует забывать, что и падающая и отраженная волны являются поперечными электромагнитными волнами, поэтому вектор E перпендикулярен вектору скорости).

Из приведенных рисунков ясно, что колебания в зеркальном изображении и в основном вибраторе совпадают по фазе для случая вертикального вибратора и, наоборот, противоположны по фазе для случая горизонтального вибра-

тора. Таким образом, направленное действие вертикального вибратора, расположенного над землей, сводится к действию двух синфазных вибраторов. Например, если вибратор расположен непосредственно над землей (фиг. 104,*а*), то диаграмма направленности в вертикальной плоскости представляет собой половину вытянутой восьмерки, разрезанной вдоль. Другая половина отсутствует потому, что в глубь земли, конечно, никакого излучения нет. В этом случае излучение в горизонтальном направлении увеличивается вдвое по сравнению с уединенным вибратором.



Фиг. 104. Диаграммы направленности вертикального вибратора с учетом влияния земли.

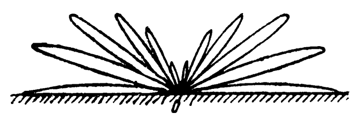
Более сложная диаграмма направленности получается, если вибратор расположен на некоторой высоте над землей (фиг. 104,*б*). Тогда максимум излучения в горизонтальном направлении остается, но появляется еще несколько максимумов излучения под некоторыми углами к горизонту, а между этими максимумами в некоторых направлениях получаются нули излучения. Диаграмма направленности приобретает многолепестковый вид, что объясняется следующим образом.

При наличии значительного расстояния между вибраторами B и B_1 разность путей волн, идущих от них, для некоторых направлений составляет четное число полуволн (или целое число длин волн) и тогда волны идут, совпадая по фазе, т. е. складываются друг с другом и дают максимумы; по другим направлениям эта разность путей составляет нечетное число полуволн, за счет чего создается сдвиг фаз на 180° и получаются минимумы. Чем больше высота вибратора B над землей, т. е. чем больше расстояние между B и B_1, тем больше получается таких максимумов и минимумов, и диаграмма направленности имеет больше лепестков. На

фиг. 104,*б* показан случай, когда высота расположения центра вибратора над землей h_c равна λ.

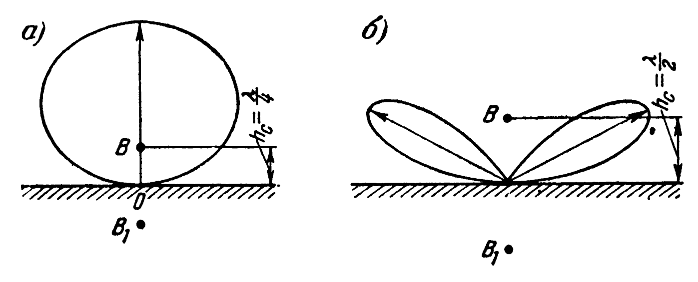
Для вибратора, работающего на СВЧ, часто бывает, что $h_c \gg \lambda$, так как длина волны очень мала, и тогда диаграмма направленности имеет очень много лепестков (фиг. 105).

Направленность в горизонтальной плоскости у вертикального вибратора, расположенного над землей, отсутствует в силу того, что в этой плоскости вибратор расположен одинаково по отношению ко всем возможным направлениям.



Фиг. 105. Диаграмма направленности вертикального вибратора при $h_c \gg \lambda$.

Горизонтально расположенный вибратор имеет своим зеркальным изображением противофазный вибратор. Очевидно, что такая пара вибраторов в горизонтальном направлении всегда дает нуль излучения, а в вертикальной же плоскости получаются различные диаграммы направленности, которые также имеют тем больше лепестков, чем больше высота



Фиг. 106. Диаграммы направленности горизонтального вибратора с учетом влияния земли.

подвеса вибратора h_c по сравнению с λ. В качестве примера на фиг. 106 показаны диаграммы направленности для двух различных случаев.

При $h_c = \frac{\lambda}{4}$ (фиг. 106,*а*) вибратор B находится на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$ от своего зеркального изображения. За счет этого расстояния волны, идущие от B и B_1 вертикально вверх, совпадают по фазе и складываются, т. е. вертикально вверх получается максимум излучения. Иначе это можно объяснить тем, что земля играет роль пассивного зеркала, которое,

как мы знаем, располагается на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ от основного вибратора. Волна, идущая от вибратора B вертикально вниз к земле, дойдя до земли, отстает по фазе на 90°, затем при отражении изменяет свою фазу еще на 180° и на обратном пути еще отстает на 90°. В результате сдвиг фаз получается на 360° (или 0°, что все равно) и потому отраженная волна и волна, идущая от B вверх, складываются.

При $h_c = \frac{\lambda}{2}$ (фиг. 106,*б*) вибраторы B и B_1 оказываются на расстоянии λ друг от друга. Поэтому вертикально вверх излучение оказывается равным нулю и получаются два максимума излучения под углом 30° к горизонту. Если высота будет значительно больше длины волны, то получается много лепестков.

Для сложных многовибраторных антенн влияние земли, рассмотренное выше для одного вибратора, остается в силе. Необходимо только учитывать направленное действие самой сложной антенны. Поэтому диаграмма направленности сложных антенн в вертикальной плоскости получается путем перемножения радиусов диаграммы направленности самой антенны без учета влияния земли и диаграммы направленности с учетом земли одиночного вибратора, расположенного так же, как вибраторы антенны (горизонтально или вертикально), на высоте h_c над землей, равной высоте центра сложной антенны.

На практике для дециметровых и сантиметровых волн земля не является идеальным проводником. Поэтому отраженные от нее волны имеют обычно уменьшенную амплитуду за счет некоторого поглощения в земле. Кроме того, при отражении от реальной земли получается некоторый дополнительный сдвиг фаз. В результате этого диаграммы направленности искажаются: в направлениях максимумов излучение фактически будет меньше, а в направлениях, по которым излучение должно отсутствовать, получается не нуль излучения, а некоторый минимум.

Фиг. 107. Действительная диаграмма направленности с учетом неидеальной проводимости земли.

Действительная многолепестковая диаграмма направленности приобретает более расплывчатый вид, показанный для примера на фиг. 107. Расчеты диаграмм направленности

с учетом электрических свойств отражающей поверхности земли весьма сложны. Поэтому большое значение имеет экспериментальное снятие диаграмм направленности для тех конкретных условий, в которых работает данная антенна.

Следует учитывать и то обстоятельство, что диаграмма направленности также искажается от влияния различных местных предметов. Так, например, если антенна установлена на самолете, то излучаемые ею волны будут отражаться от частей самолета и в результате могут получиться значительные отклонения действительной диаграммы направленности по сравнению с тем, что должно быть при отсутствии подобных влияний.

42. ДИФРАКЦИЯ РАДИОВОЛН

Рассмотренные выше сложные синфазные антенны с большим числом вибраторов обладают хорошей направленностью излучения. Для таких антенн угол, в пределах которого располагается главный лепесток диаграммы направленности, может быть уменьшен до нескольких градусов. Однако существенными недостатками подобных антенн являются сложность устройства и громоздкость, а также невозможность работы на диапазоне волн. Практически допустимо изменение рабочей волны передатчика не более чем на несколько процентов.

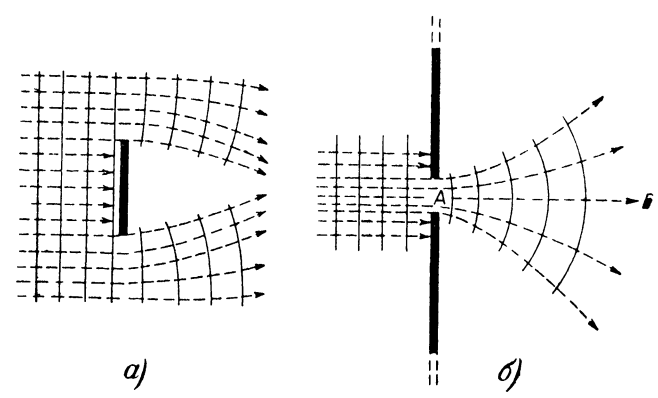
На дециметровых и сантиметровых волнах широко применяются другие типы антенн, более простые по устройству, но дающие также хорошую направленность. К ним прежде всего относятся: антенны с *параболическими и уголковыми зеркалами, рупорные, диэлектрические и щелевые* антенны.

Во всех этих антеннах большую роль играет явление *дифракции* радиоволн. Под дифракцией обычно понимают способность волн искривлять свой путь и огибать препятствия. Иначе говоря, дифракционные явления представляют собой отклонения от прямолинейного распространения волн за счет наличия каких-либо препятствий. Такие явления наблюдаются у любых волн, в частности у звуковых и световых.

Дифракция волн практически наблюдается только тогда, когда размеры препятствий или отверстий в препятствиях не слишком велики по сравнению с длиной волны, т. е. огибание предметов волнами получается только в случае, если длина волны одного порядка с размерами предмета или отверстия.

Например, у световых лучей дифракционные явления наблюдаются, если размеры препятствий или отверстий составляют доли миллиметра.

Наиболее часто встречаются два основных случая дифракции: огибание препятствия волнами (фиг. 108,*а*) и прохождение волн через малое отверстие (фиг. 108,*б*). На этих рисунках сплошными линиями показаны положения фронта волны, а пунктирные линии изображают лучи. Как



Фиг. 108. Дифракция волн при наличии препятствия (*а*) и при прохождении волн через отверстие (*б*).

видно, после препятствия или после отверстия фронт волны и лучи искривляются, т. е. нарушается прямолинейное распространение волн, характерное для однородной среды. Наличие препятствий малых размеров или экрана с малым отверстием создает неоднородность на пути распространения волн и вследствие этого возникает дифракция.

Явление дифракции объясняется тем, что каждое колебание, создаваемое волной в какой-либо точке пространства, само является вторичным источником (вторичным излучателем) волн, идущих от этой точки во все стороны. Так, например, все точки волны, выходящей из отверстия по фиг. 108,*б*, являются такими вторичными излучателями. Однако, если колебания в этих точках совершаются синфазно, то их суммарное излучение будет направлено главным образом по прямой линии *АБ*, т. е. вперед, подобно тому, как это получается у сложной антенны, состоящей из ряда синфазных вибраторов. По другим направлениям излучение будет слабее, так как происходит частичная взаимная компенсация волн отдельных излучателей за счет сдвига фаз от разницы в длине пути. Чем больше отклонение

от главного направления *АБ*, тем меньше излучение. Таким образом, излучение через отверстие благодаря дифракции всегда создает некоторую диаграмму направленности с одним главным лепестком и дополнительными боковыми лепестками, размеры и число которых зависят от соотношения между размерами отверстия и длины волны.

43. АНТЕННЫ С ПАРАБОЛИЧЕСКИМИ И УГОЛКОВЫМИ ЗЕРКАЛАМИ

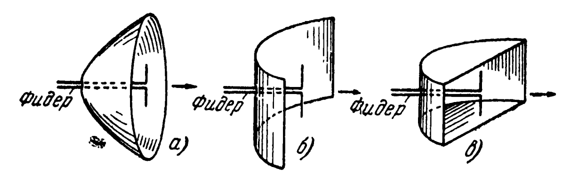
Известно, что расходящиеся световые лучи от точечного источника света, помещенного в фокусе вогнутого параболического зеркала, собираются таким зеркалом в пучок параллельных лучей.

Именно на этом основано действие прожектора или автомобильной фары. Подобным же образом работают и параболические зеркала для радиоволн. Они делаются либо из сплошного листового металла, либо из металлической сетки.

Однако применяемые на практике параболические зеркала для радиоволн не могут дать такую высокую направленность, какая получается для световых лучей. Причина этого заключается в том, что размеры зеркал для световых лучей в огромное число раз больше длины световых волн. Поэтому в случае световых лучей явление дифракции у краев зеркала, т. е. огибание границ зеркала световыми волнами, практически не наблюдается. Отражение световых волн от параболического зеркала хорошо подчиняется законам геометрической оптики, основанной на том, что лучи света распространяются в однородной среде прямолинейно.

Для радиоволн невозможно применять зеркала с линейными размерами, во много раз бóльшими, чем длина волны. Практически размеры параболического зеркала лишь в несколько раз больше длины радиоволны. Благодаря этому явление дифракции у краев зеркала наблюдается в сильной степени. Лучи радиоволн огибают края зеркала, расходятся в стороны и поэтому не удается получить достаточно узкую диаграмму направленности. Чем больше соотношение между размерами зеркала и длиной волны, тем меньше влияние дифракции и тем лучше направленность. Таким образом, на более коротких волнах направленность улучшается. Ухудшение направленности на радиочастотах происходит еще и потому, что фокусом зеркала является одна точка, а излучатель радиоволн, помещенный в фокус, имеет обычно значительные размеры.

Применяются два основных типа параболических зеркал: в виде *параболоида* и в виде *параболического цилиндра*. Зеркало в виде параболоида (фиг. 109,*а*) дает улучшение направленности во всех плоскостях, но сложно в изготовлении, особенно, если учесть, что для правильной работы



Фиг. 109. Антенны с зеркалом в виде параболоида (*а*) и в виде параболического цилиндра (*б* и *в*).

поверхность зеркала не должна отклоняться от поверхности правильного параболоида больше, чем на $\frac{1}{20}\lambda$.

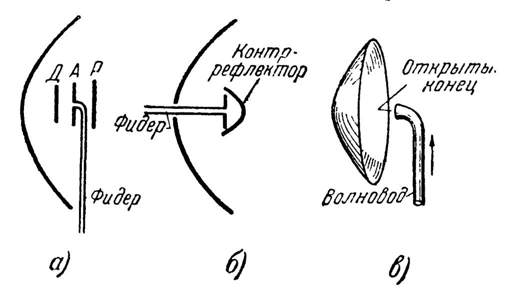
Антенны с зеркалом в виде параболоида дают при достаточных его размерах очень хорошую направленность. Например, если параболоид имеет диаметр отверстия d, равный 30λ, то угол раствора главного лепестка диаграммы направленности имеет всего лишь 2—3°. Коэффициент направленного действия таких антенн получается весьма высоким. Приближенно он может быть рассчитан по формуле

$$D = 10\left(\frac{d}{\lambda}\right)^2.$$

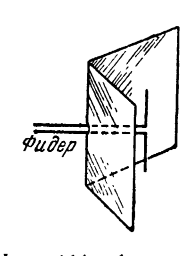
Для указанного выше случая, когда $d = 30\lambda$, получаем $D = 10 \cdot 30^2 = 9\,000$.

Гораздо проще по устройству зеркало в виде параболического цилиндра (фиг. 109,*б*), но оно дает недостаточное сжатие диаграммы направленности в меридиональной плоскости. Для улучшения этой направленности применяют несколько синфазных вибраторов, вытянутых в одну линию с длинным зеркалом. Иногда для устранения излучения в стороны параболический цилиндр снабжают крышками, как показано на фиг. 109,*в*. В качестве излучателя в фокусе зеркала в простейшем случае помещают один вибратор. Фидер к нему идет либо сквозь отверстие в зеркале, либо просто в сторону. Для того чтобы по возможности направить все излучение на зеркало, часто к активному вибрато-

ру добавляют пассивный вибратор-рефлектор, а иногда еще и директор (фиг. 110,*а*). Другой способ такого направления энергии на зеркало состоит в применении дополнительного небольшого плоского или параболического, или сферическо-



Фиг. 110. Антенны с параболическим зеркалом и дополнительными направляющими устройствами.



Фиг. 111. Антенна с уголковым отражателем.

го зеркала, называемого контррефлектором (фиг. 110,*б*). На сантиметровых волнах в фокусе зеркала можно расположить отверстие волновода, соединенного с передатчиком (фиг. 110,*в*).

Самым простым по конструкции является *уголковый отражатель*, сделанный из двух металлических листов, расположенных под углом порядка 45° друг к другу (фиг. 111). Вибратор обычно располагается на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$ от линии соединения листов. Такой отражатель улучшает направленность главным образом в экваториальной плоскости.

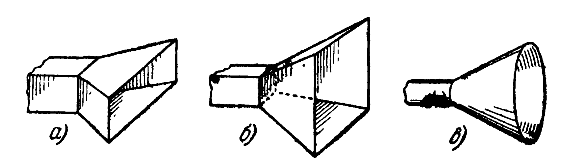
44. РУПОРНЫЕ АНТЕННЫ

Для дециметровых и сантиметровых волн используются также совершенно новые типы антенн, которые не применяют на более длинных волнах, потому что их размеры были бы слишком велики. Примером таких антенн являются *рупорные антенны*.

Если электромагнитные волны возбуждаются в волноводе с открытым концом, то через это отверстие происходит излучение волн в пространство. Однако излучение не будет достаточно эффективным, так как значительная часть энергии на конце волновода отражается. Это можно объяснить тем, что при переходе от волновода к открытому пространству получается резкое изменение условий распространения

волн, а в этом случае, как мы знаем, всегда возникает отражение. Иначе можно сказать, что волновые сопротивления волновода и открытого пространства неодинаковы. Для того чтобы по возможности вся энергия бегущей по волноводу волны излучалась, необходимо осуществить согласование волновода с открытым пространством. Именно для этой цели и служит рупор, который, кроме того, создает некоторую направленность излучения.

На фиг. 112 показано несколько различных типов рупоров. *Секториальный* рупор (фиг. 112,*а*) имеет расширение



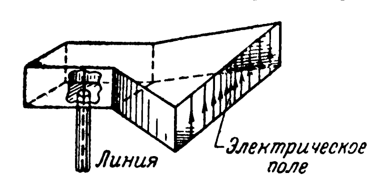
Фиг. 112. Антенны-рупоры.
а — секториальный; *б* — пирамидальный; *в* — конический.

только в одной плоскости. Расширение в двух плоскостях характерно для *пирамидального* рупора (фиг. 112,*б*). Оба эти рупора являются продолжением прямоугольного волновода. Для круглого волновода применяется *конический* рупор (фиг. 112,*в*).

Рассмотрим более подробно действие рупорной антенны на примере секториального рупора, который является наиболее простым по устройству и применяется весьма часто. Работа рупорной антенны напоминает работу акустического рупора. Однако последний обычно работает в очень широком диапазоне частот, причем для большинства звуков размеры рупора оказываются меньше длины волны. Для радиоволн, наоборот, размеры рупора всегда бывают больше длины волны. Это вытекает из того, что как для волновода, питающего рупор, так и для самого рупора имеется некоторая критическая длина волны $\lambda_{кр}$. Рабочие волны должны быть короче $\lambda_{кр}$.

Возбуждение наиболее распространенной волны типа H_{01} в рупоре осуществляется либо волноводом, как было показано на фиг. 112, либо с помощью коаксиальной линии, которая заканчивается штырем, находящимся в металлической коробке (фиг. 113). С этой коробкой соединяется рупор. Для получения режима бегущей волны в коаксиальной линии применяют соответствующие согласующие устройства, например шлейфы.

В плоскости отверстия рупора, которую принято называть *раскрывом* рупора, электрическое поле волны H_{01} имеет вид, показанный на фиг. 113. Это поле можно считать вторичным излучателем, который в известной степени эквивалентен ряду синфазных вертикальных вибраторов. Как мы знаем, такой ряд вибраторов дает хорошую направленность в экваториальной плоскости, в данном случае в горизонтальной плоскости. Фактически колебания в отдельных точках раскрыва рупора не являются вполне синфазными, так как длина пути от горловины рупора до этих точек различна. За счет такой несинфазности направленное действие ухудшается.



Фиг. 113. Возбуждение рупора от коаксиальной линии.

Многочисленные теоретические и экспериментальные исследования показали, что для получения наилучшей направленности при данной длине рупора существует некоторый наивыгоднейший угол его раствора (обычно от 40 до 60°). С увеличением длины рупора наивыгоднейший угол раствора рупора уменьшается и при этом сжимается главный лепесток диаграммы направленности. Например, для рупора, имеющего длину 10λ и наивыгоднейший угол раствора 30°, у диаграммы направленности угол раствора главного лепестка получается порядка 50°, а при длине рупора 50λ наивыгоднейший угол его раствора уже имеет значение 15° и угол раствора главного лепестка уменьшается до 23°.

Однако устройство рупоров большой длины практически неудобно. Поэтому для усиления направленного действия иногда применяют несколько синфазных рупоров, поставленных в ряд. В этом случае диаграмма направленности в плоскости, проходящей через оси рупоров, значительно улучшается.

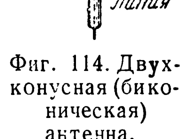
Большим преимуществом рупорной антенны является ее диапазонность. Практически возможна работа на довольно широком диапазоне без каких-либо изменений в самой антенне (к сожалению, такие перестройки все же необходимы в согласующих устройствах линий, питающих антенну). Диаграммы направленности рупорных антенн обычно имеют слабо выраженные побочные лепестки. Кроме того, достоинством рупорных антенн следует считать почти полное отсутствие взаимного влияния их друг на друга в случае, когда они установлены рядом.

Оригинальным вариантом рупорной антенны является так называемая *двухконусная* (*биконическая*) антенна, возбуждаемая коаксиальной линией (фиг. 114). Она применяется в случае, когда не должно быть направленности в горизонтальной плоскости.

Для рупорной антенны наибольшее возможное значение коэффициента направленного действия рассчитывается по формуле.

$$D = 4\pi \frac{S}{\lambda^2},$$

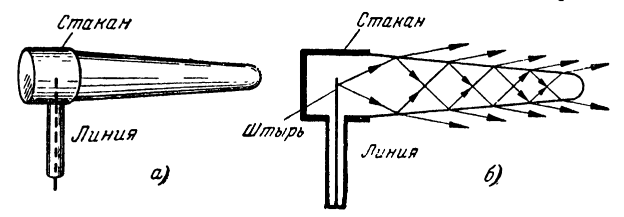
где S — площадь раскрыва рупора.



Фиг. 114. Двухконусная (биконическая) антенна.

45. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ АНТЕННЫ

Значительный интерес представляют *диэлектрические* антенны, применяемые также главным образом на сантиметровых волнах. Принцип устройства такой антенны показан на фиг. 115,*а*. Диэлектрический стержень с постепенно уменьшающимся диаметром имеет на тонком конце плавное закругление, а другой его конец вставлен в металлический стакан, являющийся отражателем.



Фиг. 115. Принцип устройства и работы диэлектрической антенны.

В этот стакан входит штырек от коаксиальной линии, подводящей энергию к антенне.

Подобная антенна по существу представляет собой диэлектрический волновод. Материал, из которого сделана антенна (полистирол или тролитул), имеет диэлектрическую проницаемость значительно бóльшую, чем у воздуха, и создает сравнительно малые потери энергии на СВЧ. Электромагнитные волны, возбужденные в диэлектрике, двигаясь внутри стержня, отражаются от его поверхности (фиг. 115,*б*) и совершают путь в виде ломаной линии, как и в обычных волноводах. У поверхности антенны происхо-

дит явление, напоминающее полное внутреннее отражение, известное из оптики.

Частично волны преломляются на границе раздела между твердым диэлектриком и воздухом и преломленные лучи выходят в окружающее пространство под таким углом, что диаграмма направленности получается сжатой. Излучение происходит также через закругленный конец антенны. Постепенное сужение диэлектрического стержня необходимо для лучшего согласования антенны с открытым пространством подобно тому, как в рупорной антенне для той же цели сделано постепенное расширение волновода.

Диэлектрические антенны являются диапазонными и допускают изменение рабочей волны примерно в 2—3 раза, причем они также обладают критической длиной волны $\lambda_{кр}$ и не могут работать на волнах длиннее $\lambda_{кр}$. Затруднения в применении этих антенн на диапазоне волн возникают главным образом из-за трудностей выполнения согласующих элементов, которые требуют перестройки при изменении волны.

Обычные размеры диэлектрических антенн: диаметр $(0{,}5 \div 1)\lambda$ и длина — $(3 \div 10)\lambda$. Такие небольшие размеры являются существенным достоинством диэлектрической антенны. Угол раствора главного лепестка характеристики направленности может быть порядка 50—30° и даже меньше.

Для улучшения направленности в какой-либо одной плоскости, например в горизонтальной, в этой плоскости располагают несколько диэлектрических антенн (2—4) в ряд. В этом случае угол раствора главного лепестка получается порядка 10° и меньше.

46. ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ

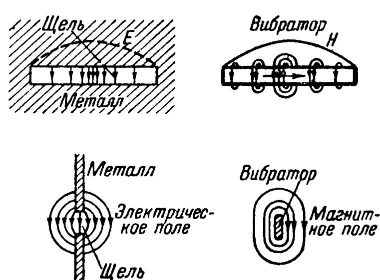
Щелевые антенны, называемые иначе *дифракционными*, в последнее время приобретают все бо́льшее и бо́льшее значение. Идея устройства таких антенн была впервые выдвинута М. С. Нейманом в 1940 г. В дальнейшем теорию щелевых антенн подробно разработали А. А. Пистолькорс и Я. Н. Фельд.

Если в металлической стенке сделать щель той или иной формы и создать в этой щели переменное электрическое поле, то от этой щели будет происходить излучение энергии.

В большинстве случаев щелевые антенны делаются в стенке объемного резонатора или волновода. Сопротивление излучения щелевой антенны и диаграмма направленности зависят от формы щели и закона распределения элек-

трического поля в ней. Антенны в виде одиночной щели обладают слабой направленностью подобно одиночному вибратору. Для получения более острой направленности применяют несколько щелей, работающих синфазно или с некоторым определенным сдвигом фаз.

Большое преимущество щелевых антенн состоит в том, что они не имеют выступающих частей. Например, такие антенны, устроенные на поверхности корпуса самолета, не создают никакого добавочного сопротивления воздуху, что очень важно для современных скоростных самолетов. Сама полость щели при этом может быть заполнена каким-либо высококачественным диэлектриком, создающим малые потери энергии (например, полистиролом).

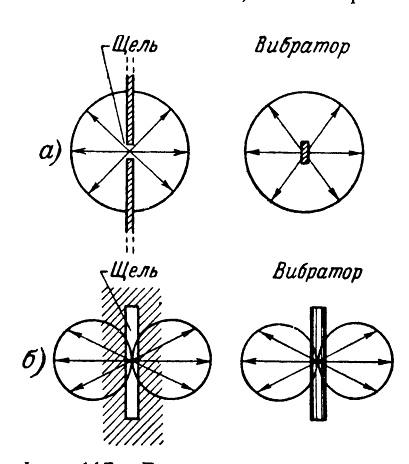


Фиг. 116. Щелевая антенна и соответствующий ей обычный вибратор.

Теория щелевых антенн, созданная трудами советских ученых, показывает, что каждой щелевой антенне определенной формы всегда соответствует некоторая обычная антенна, состоящая из металлических проводов, вокруг которой распределение магнитного поля весьма сходно с распределением электрического поля у щелевой антенны. На основании этого принципа, установленного А. А. Пистолькорсом и названного *принципом двойственности,* возможно к щелевым антеннам применить многие выводы, установленные в теории обычных антенн. Нужно только иметь в виду, что электрическое и магнитное поля как бы меняются местами, т. е. плоскость поляризации волн, излучаемых щелевой антенной, повернута на 90° относительно плоскости поляризации волн обычной антенны.

Для иллюстрации принципа двойственности на фиг. 116 показаны соответствующие друг другу антенны. Первая из них — щелевая антенна в виде узкой щели длиной в полволны, сделанная в металлическом экране очень больших размеров, вторая — обычный полуволновой вибратор, сделанный из металлической ленты. Так как окружающее этот вибратор воздушное пространство (диэлектрик) велико, то для соответствия этих антенн друг другу в данном случае металлический экран, в котором сделана щель, также должен иметь большие размеры.

Как видно из фиг. 116, распределение электрического поля вдоль щели и вокруг нее соответствует распределению магнитного поля вдоль вибратора. Диаграммы направленности таких антенн также соответствуют друг другу. Для щелевой антенны данного типа в экваториальной плоскости, т. е. в плоскости, в которой лежат электрические силовые линии, диаграмма направленности представляет собой окружность так же, как и аналогичная диаграмма направленности у вибратора. Только у последнего в этой плоскости лежат не электрические, а магнитные силовые линии. В меридиональной плоскости диаграммой направленности является восьмерка (фиг. 117).



Фиг. 117. Диаграммы направленности щелевой антенны и обычного вибратора в экваториальной (*а*) и меридиональной (*б*) плоскостях.

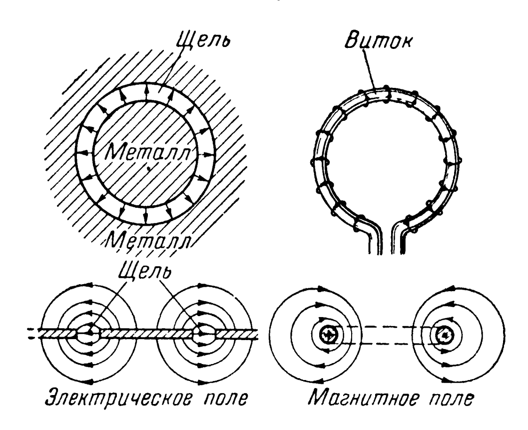
Практически щелевые антенны излучают волны только во внешнюю полусферу, так как с другой стороны щели имеется какая-то полость, например объемный резонатор. В этом случае у показанной на фиг. 117,*а* диаграммы направленности фактически существует только одна половина.

В качестве второго примера на фиг. 118 приведена кольцевая щелевая антенна и соответствующая ей рамочная антенна в виде одного витка проволоки. Если размеры этих антенн незначительные по сравнению с длиной волны, то вдоль кольцевой щели равномерно распределено электрическое поле, а вдоль витка — магнитное поле. Диаграмма направленности рамочной антенны в любой плоскости, проходящей через ось витка, представляет собой восьмерку (фиг. 119,*а*).

Точно такая же диаграмма получается и у кольцевой щелевой антенны, причем практически она будет иметь место только для внешней полусферы (фиг. 119,*б*).

Важным вопросом в конструкции щелевых антенн является устройство питания щели. В простейшем случае (фиг. 120,*а*) в пучности напряжения щели подключается двухпроводная симметричная или коаксиальная линия или щель питается от волновода (фиг. 120,*б*). Однако чаще всего щель делают в стенке объемного резонатора, причем

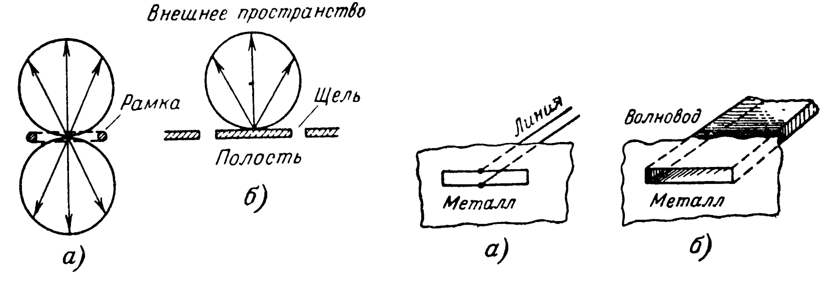
форма и размеры щели и самого резонатора подбираются так, чтобы получились необходимые согласование и направленность. Подобные конструкции могут дать хорошую



Фиг. 118. Кольцевая щелевая антенна и соответствующая ей рамочная одновитковая антенна.

работу щелевой антенны в довольно широком диапазоне волн.

Встречаются также антенны в виде щелей, сделанных в боковых стенках волновода или коаксиальной линии, причем для лучшего согласования в этом случае внутрь волновода или линии около щели помещают какие-либо согласующие устройства.

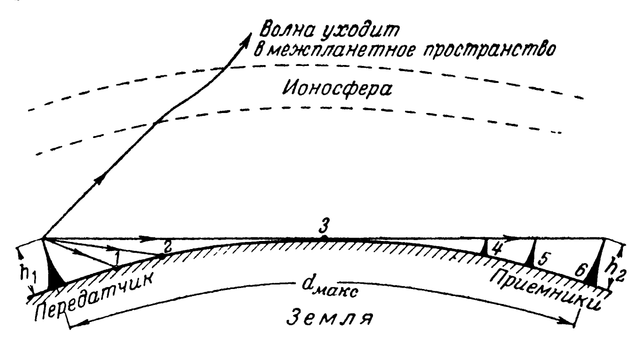


Фиг. 119. Диаграммы направленности витка (*а*) и щелевой антенны (*б*).

Фиг. 120. Питание щелевой антенны от линии (*а*) и от волновода (*б*).

47. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Мы уже приводили в гл. 1 краткие сведения об особенностях распространения дециметровых и сантиметровых волн. Благодаря экспериментальным и теоретическим работам советских ученых законы распространения этих волн теперь достаточно хорошо известны и возможно довольно точно рассчитать связь на СВЧ.



Фиг. 121. Пути волн в атмосфере.

Как известно, главная особенность волн СВЧ состоит в том, что они распространяются почти всегда прямолинейно, и поэтому в большинстве случаев связь на этих волнах осуществляется в пределах прямой видимости. Предположим, что антенна передатчика расположена на высоте h_1 над поверхностью земли, а антенна приемника не поднята над землей. Тогда наиболее удаленной точкой, в которой нормально возможен еще прием сигналов передатчика, будет точка *3*, лежащая как раз на горизонте (фиг. 121). Прием в точках *1* и *2*, расположенных ближе, также возможен без подъема на высоту приемной антенны.

Для точек, расположенных за горизонтом (например, *4*, *5*, *6*) необходимо приемную антенну поднимать, так как волны СВЧ почти не огибают кривизну земного шара. Чем более удален приемник за линией горизонта, тем больше должна быть высота приемной антенны h_2.

Нормально связь на СВЧ возможна на расстоянии $d_{макс}$, которое представляет собой наибольшее расстояние прямой видимости и определяется по формуле: $d_{макс} = 3{,}6(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2})$, где h_1 и h_2 выражены в *м*, а $d_{макс}$ — в *км*.

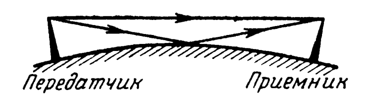
Например, если $h_1 = 36$ *м* и $h_2 = 16$ *м*, то $d_{макс} = 3{,}6(\sqrt{36} + \sqrt{16}) = 36$ *км*.

Практически дальность связи получается больше, чем на расстояние $d_{макс}$, благодаря некоторому искривлению пути волн за счет их преломления в нижних слоях атмосферы и за счет огибания кривизны земли, т. е. за счет дифракции. Поэтому постоянный коэффициент в формуле практически несколько увеличивается, примерно до 4—4,5.

Приведенная формула не учитывает влияния неровностей земной поверхности и различных местных предметов, мешающих распространению волн. Поэтому ею не следует пользоваться для малых значений h_1 и h_2, а также в случае распространения волн в городских условиях или в условиях сильно пересеченной местности, например в горах.

Пространственные волны, как правило, не могут быть использованы для связи, так как волны СВЧ не отражаются от ионосферы. На фиг. 121 показано, что пространственная волна, излучаемая антенной передатчика под углом к горизонту, несколько преломляется в ионосфере, но не возвращается на земную поверхность, а уходит в межпланетное пространство.

В случае связи на расстояниях d, меньших чем максимальная дальность прямой видимости $d_{макс}$, в приемную антенну попадает не только волна, распространяющаяся над земной поверхностью, но также и волна, отраженная от поверхности земли (фиг. 122). В приемной антенне происходит сложение колебаний, созданных прямой и отраженной волнами. Фазы этих колебаний различны. Отраженная волна проходит более длинный путь и поэтому отстает по фазе, а, кроме того, при отражении от земли она изменяет свою фазу на обратную.



Фиг. 122. Отражение волн от земной поверхности.

Распространение волн для данного случая было подробно исследовано акад. Б. А. Введенским, который вывел следующую формулу для расчета действующего значения напряженности поля:

$$E = \frac{70 h_1 h_2}{\lambda d^2} \sqrt{P_{изл} D},$$

где E выражено в *мкв/м*, h_1, h_2 и λ — в *м*, d — в *км*, $P_{изл}$ — излучаемая мощность в *вт* и D — коэффициент направленного действия антенны.

Формула Введенского справедлива при условии, что d много больше, чем h_1 и h_2, но меньше, чем $d_{макс}$.

В качестве примера найдем напряженность поля, получаемую от антенны в виде обычного вибратора ($D = 1,64$) в случае, когда $h_1 = 36$ *м*, $h_2 = 16$ *м*, $\lambda = 0,4$ *м*, $d = 10$ *км*, $P_{изл} = 9$ *вт*. Выше для данного случая было определено $d_{макс} = 36$ *км*. Так как $d = 10$ *км*, то можно вести расчет по формуле Введенского:

$$E = \frac{70 \cdot 36 \cdot 16}{0,4 \cdot 10^2} \sqrt{9 \cdot 1,64} \approx 3\,900 \text{ мкв/м}.$$

Действительные значения напряженности поля в месте приема получаются всегда меньше, чем рассчитанные по формуле Введенского, вследствие поглощения энергии волн в атмосфере. Кроме того, отражение дециметровых и сантиметровых волн от поверхности земли зависит от состояния этой поверхности. Различные неровности на ней, наличие растительности, влажность почвы и другие факторы сильно влияют на отражение и для их учета приходится вводить в формулу Введенского специальные поправочные коэффициенты.

Горы, холмы, леса, здания создают отражение волн СВЧ и поглощение их энергии. При наличии таких отражений в случае связи на небольших расстояниях (порядка нескольких километров) с применением невысоких антенн электромагнитное поле в месте приема представляет собой результаты сложения полей нескольких волн, пришедших от передатчика различными путями и поэтому имеющих различные фазы. В результате этого в одних местах суммарное поле получается усиленным, а в других — ослабленным. Иногда в некоторых местах поле может быть настолько слабо, что прием совершенно отсутствует.

Эти особенности распространения волн СВЧ следует учитывать при проведении связи на пересеченной местности с передвижными или переносными радиостанциями. В этом случае иногда наблюдается пропадание связи, но при перемене местоположения одной из радиостанций связь восстанавливается. С другой стороны, распространение волн СВЧ с отражением их от различных предметов может в некоторых случаях способствовать связи при отсутствии прямой видимости.

Поглощение волн СВЧ в лесных массивах и в городских зданиях значительно уменьшает дальность связи. Для связи

в городе или в лесу необходимо поднимать высоко антенны, чтобы распространение волн происходило в условиях прямой видимости.

Важными преимуществами связи на СВЧ являются: сравнительно малый уровень атмосферных помех, почти полное отсутствие помех от удаленных станций, малая зависимость связи от времени суток и времени года.

Как известно, замирание сигналов на средних и особенно на коротких волнах проявляется весьма сильно. Замирание получается или от сложения в месте приема двух отраженных ионосферой лучей, пришедших путями различной длины, или от сложения земного и отраженного лучей. На СВЧ обычно нет отраженных ионосферой лучей и поэтому замирания, как правило, не наблюдается. По той же причине связь на СВЧ почти не зависит от изменения состояния ионосферы в разное время суток или года.

Все это относится к нормальной связи с помощью прямого луча. Наблюдающаяся довольно часто связь на СВЧ на расстояниях, превышающих расстояние прямой видимости, обычно сопровождается некоторыми замираниями и сильно зависит от состояния погоды, так как в этом случае используются лучи, огибающие кривизну земного шара главным образом за счет преломления в нижних слоях атмосферы и отчасти за счет дифракции. Преломление волн в нижних слоях атмосферы объясняется тем, что в разных частях воздух имеет различную плотность и различную температуру, а поэтому изменяется также и диэлектрическая проницаемость.

Вследствие постоянных изменений состояния воздуха вблизи поверхности земли такое преломление волн все время меняется и связь получается неустойчивой. Подобную связь на СВЧ нельзя считать основной.

В некоторых случаях наблюдается распространение дециметровых и сантиметровых волн на расстояние, во много раз превышающее расстояние прямой видимости. Исследование такого явления показало, что над поверхностью земли образуется так называемый *атмосферный радиоволновод* (волноводный канал), т. е. слой воздуха, в котором происходит более сильное преломление волн. Путь волны в таком волноводе принимает вид, изображенный на фиг. 123. Волна многократно отражается от земли и может пройти таким способом значительное расстояние.

Атмосферный волновод обычно имеет ширину нескольких десятков или сотен метров. Он обладает некоторой

критической длиной волны. Поэтому более длинные волны (метровые или короткие) не распространяются таким способом. Подобные волноводы возникают в атмосфере сравнительно редко и не могут быть использованы для регулярной связи.

Передатчик Земля

Фиг. 123. Путь волны в атмосферном волноводе.

Следует отметить, что распространение волн СВЧ на большие расстояния является причиной возникновения помех от дальних радиостанций и, в частности, от гармоник мощных коротковолновых станций. Кроме того, конечно, могут наблюдаться помехи от гармоник местных станций.

Главное преимущество связи на СВЧ — устойчивость приема — наблюдается обычно только при связи в пределах прямой видимости. Для получения такой устойчивой связи необходимо применять соответствующие антенны, правильно ориентированные в пространстве, поднятые возможно выше и соединенные с приемником и передатчиком с помощью фидерных линий. Поэтому антенно-фидерные устройства играют особенно важную роль в технике СВЧ. Они в значительной степени определяют дальность и надежность связи.

Необходимо еще остановиться на значительном поглощении дециметровых и сантиметровых волн в атмосфере. Так, например, волна 1,3 *см* поглощается водяными парами. Еще более короткие волны поглощаются кислородом. Значительное поглощение волн короче 30 *см* создают капельные образования в атмосфере — дождь, туман, снег. Наличие такого поглощения создает иногда серьезные затруднения в использовании этих волн для тех или иных целей.

Наблюдается также отражение сантиметровых волн от облаков и других неоднородностей в атмосфере.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенные в данной книге элементы техники дециметровых и сантиметровых волн являются лишь первой ступенью в этой новой области. Перед каждым радиолюбителем, начавшим изучение сверхвысоких частот, открываются широкие перспективы для дальнейшего углубления своих знаний.

В технике сверхвысоких частот имеется ряд интереснейших проблем, в решении которых радиолюбители могут дать много ценных результатов. Усовершенствование приемников и передатчиков, в частности постройка супергетеродинов и применение стабилизации частоты, эксперименты с частотной и импульсной модуляцией, конструирование малогабаритных переносных приемников и передатчиков, применение различных ламп, опыты с разными системами направленных антенн, исследование распространения дециметровых и сантиметровых волн в различных условиях, постройка измерительных приборов, разработка новых колебательных систем — таков далеко не полный перечень практических работ, которыми, несомненно, будут заниматься наши радиолюбители.

Радиотехника сверхвысоких частот имеет огромное будущее и ее освоение является очередной важнейшей задачей радиолюбителей. Можно не сомневаться в том, что наши радиолюбители сумеют успешно преодолеть все трудности, овладеют в совершенстве техникой приема и передачи дециметровых и сантиметровых волн и, создавая новые ценные конструкции, помогут использовать технику сверхвысоких частот для нужд народного хозяйства.

ЛИТЕРАТУРА

А. М. Бройде, Радиотехнические устройства, Госэнергоиздат, 1949.

Д. А. Конашинский и С. Я. Турлыгин, Введение в технику ультравысоких частот, Госэнергоиздат, 1951.

Г. А. Тягунов, Электровакуумные приборы, Госэнергоиздат, 1949.

В. С. Григорьев и Б. С. Григорьев, Электронные и ионные приборы, Связьиздат, 1950.

М. В. Амалицкий, Основы радиотехники, часть 2, Связьиздат, 1948.

З. И. Модель и Н. Х. Невяжский, Радиопередающие устройства, Связьиздат, 1949.

Б. М. Бетин, Радиопередающие устройства, Госэнергоиздат, 1951.

Основы радиолокационной техники, том II, под ред. Б. Ф. Высоцкого и Е. Н. Майзельса, Оборонгиз, 1951.

С. Рамо, Введение в радиотехнику сверхвысоких частот, Госэнергоиздат, 1948.

Элементарный курс радиотехники сверхвысоких частот, под ред. Н. А. Сабецкого, Воениздат, 1949.

В. Л. Лебедев, Радиоприемные устройства, Связьиздат, 1948.

Элементы радиотехники, под ред. А. М. Бройде, Госэнергоиздат, 1950.

Г. В. Войшвилло, Общий курс радиотехники, Воениздат, 1950.

Л. Клягин, Магнетрон. „Радио“, № 5 и 6, 1950.

М. Жаботинский, Клистрон. „Радио“, № 5, 1951.

В. Кобелев и А. Соломонович, Волноводы. „Радио“, № 2 и 3, 1952.

К ЧИТАТЕЛЯМ

Выпуски массовой радиобиблиотеки служат важному делу пропаганды радиотехнических знаний среди широких слоев населения нашей страны и способствуют развитию радиолюбительства. В свете этих задач большое значение имеет привлечение радиолюбительской общественности к критике каждой вышедшей книги и брошюры.

Редакция массовой радиобиблиотеки обращается к читателям данной книги с просьбой прислать свои отзывы, пожелания и замечания вместе с краткими сообщениями о своем образовании, профессии, возрасте и радиолюбительском опыте по адресу: Москва, Шлюзовая набережная, д. 10. Редакция массовой радиобиблиотеки Госэнергоиздата.

Редактор *А. М. Танков*
Техн. редактор *А. А. Фридкин*

Сдано в набор 22/IV 1953 г.
Подписано к печати 8/VIII 1953 г.
Бумага 82×108/32. 9,84 п. л.
Тираж 15 000 экз. Уч.-изд. л. 10,8.
Т-05280 Цена 4 р. 30 к. Зак. 144.

Типография Госэнергоиздата.
Москва, Шлюзовая наб., 10.

Цена 4 р. 30 к.